ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

1959 АПР 1 3

Т. XXIII № 3

1959

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXIII 1959 № 3

МАРТ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР Б. С. Джелепов (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук П. А. Бажулин (зам. главного редактора),
канд. физ.-мат. наук Ю. В. Хольнов (зам. главного редактора)

Председатель Оргкомитета Всесоюзного совещания
по физике магнитных материалов
чл.-корр. АН СССР С. В. Вонсовский

Материалы Всесоюзного совещания по физике магнитных материалов
под общей редакцией
канд. физ.-мат. наук А. А. Гусева и канд. техн. наук Я. Н. Колли

Технический редактор *Е. К. Барташевич*

Адрес редакции: Москва, Б — 64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т- 03066 Подписано к печати 19/III-1959 г. Тираж 3000 экз. Заказ 1340
Формат бумаги 70×108$^1/_{16}$. Бум. л. 5 Печ. л. 13,70+2 вкл. Уч.-изд. л. 15,1

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы Всесоюзного совещания по физике магнитных материалов

(Ленинград, декабрь 1957 г.)

(Продолжение, см. № 10 за 1958 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. Н. РАЕВСКАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НОВЫХ ДЕФОРМИРУЕМЫХ МАГНИТНОТВЕРДЫХ СПЛАВОВ

Среди деформируемых магнитнотвердых сплавов в настоящее время наиболее распространены три группы сплавов:

1. Диффузионно-твердеющие сплавы на основе систем Fe — Ni — Al и Fe — Co —Ni — Al.

2. Сплавы с $\gamma \rightarrow \alpha$-превращением, к которым относятся Fe — Co — V, Fe — Ni — Mn и Fe — Cr — Ni.

3. Дисперсионно-твердеющие α-сплавы с Fe — Co — Mo, Fe — Co — W или Fe — Co — Cr — Mo основами.

Магнитная структура магнитнотвердых сплавов, связанная как с их микроструктурой, так и с физическими свойствами составляющих ее фаз, до настоящего времени не ясна. Это затрудняет также выяснение природы их высокой коэрцитивной силы.

Теория коэрцитивной силы при отсутствии процессов смещения была разработана Акуловым [1]. Коэрцитивная сила по этой теории

$$H_{c_1} = c\left(\frac{K}{I_s} + \frac{\lambda_s \sigma}{I_s}\right).$$

Беккер [2] произвел расчеты «коэрцитивной силы вращения» и показал, что при наличии в материале кристаллографической или упругой анизотропии коэрцитивная сила может достигать величины в несколько сот эрстед. Кондорский [3] указал еще на один вид анизотропии — анизотропию формы. Коэрцитивная сила в этом случае выражается величиной

$$H_c = (N_\perp - N_\parallel) I_s.$$

Однако, чтобы реализовать такую H_c, необходимо сильно разобщить домены, чтобы исключить их подмагничивающее действие друг на друга.

Реализация «коэрцитивной силы вращения» может иметь место только при соблюдении ряда специфических условий, относящихся к структуре материала. Так, для того, чтобы не было процессов смещения, необходимо прежде всего, чтобы материал обладал однодоменной структурой (очень мелкие порошки или гетерогенная структура, немагнитная матрица которой разобщает мелкодисперсные ферромагнитные выделения).

Учет указанных выше трех типов анизотропии, возможных в ферромагнитных материалах, позволяет установить верхние пределы величины коэрцитивной силы. Для достижения этого верхнего предела в структуре материала должны быть созданы условия, которые или привели бы к задержке процессов смещения или исключили их совсем. Как показан рядом работ [3 — 7], одной из причин задержки процессов смещения до полей вращения является наличие в ферромагнетике мелкодисперсных немагнитных включений пустот и других неоднородностей материала, равномерно распределенных по его объему. Другая причина заключается в наличии сильных и дисперсно распределенных градиентов упругих напряжений или градиентов в величине обменного интеграла.

Большинство магнитнотвердых сплавов (исключая мартенситные стали и некоторые упорядочивающиеся сплавы) являются материалами с гете

рогенной мелкодисперсной структурой, причем характер гетерогенности и степень дисперсности у разных сплавов неодинаковы.

До недавнего времени во многих сплавах судить о гетерогенности структуры в высококоэрцитивном состоянии можно было только по наблюдениям за изменением физических и механических свойств.

Появление в последние годы электронной микроскопии позволяет производить изучение микроструктуры сплавов непосредственно в высококоэрцитивном состоянии или близком к нему.

В настоящей работе проведено изучение структуры и физических свойств некоторых деформируемых магнитнотвердых сплавов.

1. Диффузионно-твердеющие сплавы

Исследование проводилось на образцах изотропного Fe—Ni—Al—Nb и анизотропного (прошедшего термомагнитную обработку) Fe—Co—Ni—Al—Nb сплавов, вырезанных из листов толщиной 15 и 10 мм, прокатанных в горячем состоянии. Были применены методы металлографического (обычного светового и электронного) и рентгеновского анализов образцов сплавов и выделенных электрохимически осадков β′-фазы. Кроме того, измерялись физические свойства сплавов и осадков*.

Для изучения структуры и свойств изотропных Fe—Ni—Al—Nb сплавов был выбран сплав с 25% Ni, 9% Al, легированный дополнительно ниобием. Высококоэрцитивное состояние достигается на образцах этого сплава после охлаждения с критической скоростью от температуры 1150° ($H_c = 400—500°$ Oe, $B_r = 6500—5500$ Gs). Закалка с последующим отпуском при различных температурах дает несколько меньшую коэрцитивную силу.

Исследование микроструктуры в высококоэрцитивном состоянии показало, что при светооптических увеличениях гетерогенность основной массы не обнаруживается: видны только зерна, по границам которых выделились ниобиды (рис. 1, *а*). На электронной микрофотографии при увеличении 12000 (рис. 1, *б*) видно, что структура сплава не однородна: она состоит из мелкодисперсной смеси двух β- и β′- фаз, на фоне которой имеются крупные выделения ниобидов. При рассмотрении гетерогенной двухфазной смеси можно заметить тенденцию к ориентированному их расположению. Дополнительный двухчасовой отпуск при 800°, снижающий магнитные свойства ($H_c = 130$ Oe, $B_r = 5200$ Gs), укрупняет выделения β-фазы: гетерогенность в этом случае можно наблюдать даже при увеличении 400× (рис. 2, *а*). Электронно-микроскопические увеличения дают возможность видеть в структуре сравнительно крупные, ориентированные преимущественно в одном направлении выделения богатой железом β-фазы на фоне богатой Ni—Al β′-фазы (рис. 2, *б*).

Микроструктура сплава после охлаждения с 1200° со скоростью 10 град. в час., т. е. в состоянии, близком к равновесному, показана на рис. 3,*а* и *б*. Видны крупные выделения первичной β′-фазы и ориентированные выделения β-фазы на фоне β′-фазы**. Кроме того, в структуре имеются также ниобиды.

Рентгеновский анализ образцов в состоянии, близком к равновесному, показал, что их структура состоит из двух фаз с кубическими объемноцентрированными решетками, причем одна из них упорядочена. Параметры решеток сплава: $a_\beta = 2{,}860$ Å, $a_{\beta'} = 2{,}876$ Å.

Рентгенограмма осадка, электрохимически выделенного из этих же образцов, показала, что β′-фаза имеет тот же параметр, что и в сплаве (2,876 Å). Кроме того, в осадке была обнаружена гексагональная фаза—ниобид Fe_2Nb с параметрами $a=4{,}79$ Å и $c=7{,}805$ Å. После термической

* Методика исследования подробно описана в работе [8].

** Аналогичные данные были получены Ю. А. Скаковым для литых Fe — Ni — Al сплавов [9].

обработки, приводящей сплав к высококоэрцитивному состоянию (охлаждение на воздухе), линия (310) получается сильно размытой; расслоения линий не наблюдалось, поэтому можно было подсчитать только средний параметр. Он был равен 2,873 Å. Параметр фазы, выделенной из этого образца в осадок, равен 2,88 Å.

Изучение химического состава осадков и их намагниченности насыщения показало, что β′-фаза слабомагнитна. Особенно ярко это выражено в высококоэрцитивном состоянии.

Из сопоставления результатов исследования, частично опубликованных ранее [8], следует, что максимальная коэрцитивная сила Fe—Ni—Al—Nb сплавов соответствует высокодисперсным состояниям, причем

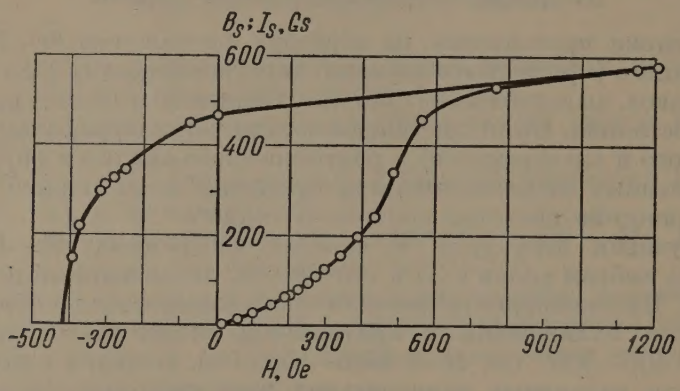


Рис. 4. Кривые намагничивания и размагничивания Fe — Ni — Al — Nb сплава

гетерогенность структуры обнаруживается при увеличении 4000—5000. Мелкодисперсная смесь состоит из двух фаз, причем богатая Ni—Al, упорядоченная β′-фаза находится в сплаве, обработанном на высокую коэрцитивную силу, в сильно сжатом состоянии, а богатая железом β-фаза — в растянутом, так как продукты распада сохраняют решетку матрицы и существуют когерентно. В начальной стадии распада атомы материнской фазы перегруппировываются таким образом, что создаются условия для образования на следующей стадии распада зародышей новых фаз. Перегруппировка атомов происходит вдоль определенных кристаллографических плоскостей и приводит к возникновению плоских образований ферромагнитной β-фазы на фоне немагнитной β′-фазы. Высокая коэрцитивная сила изотропных Fe—Ni—Al—Nb сплавов не может быть объяснена только анизотропной формой выделений, так как они представляют собой пластинки, а не вытянутые иглы или цилиндры. Основную роль в повышении H_c играет, по-видимому, анизотропия напряжений.

Все эти данные одновременно с рассмотрением формы кривой намагничивания (рис. 4) позволяют говорить о том, что в Fe—Ni—Al—Nb сплавах при перемагничивании имеют место не только процессы вращения, но и процессы смещения, задержанные до высоких полей вследствие сильных напряжений и высокой дисперсности выделений. В полях же, соответствующих полям необратимого вращения, вероятно, протекают одновременно оба процесса — и вращения и смещения. Это подтверждается также данными Булгакова [10], полученными при исследовании кривых намагничивания и вязкостных эффектов у литых Fe—Ni—Al сплавов.

Исследованные структуры деформируемых анизотропных Fe—Co—Ni—Al—Nb сплавов проводилось на образцах сплавов с 24% Co, 14% Ni, 7% Al, 3% Cu и 4% Nb и с 18% Co, 16% Ni, 9% Al и 4% Nb, прошедших термомагнитную обработку.

Применение электронной микроскопии и рентгеновского анализа позволило выявить гетерогенность сплавов.

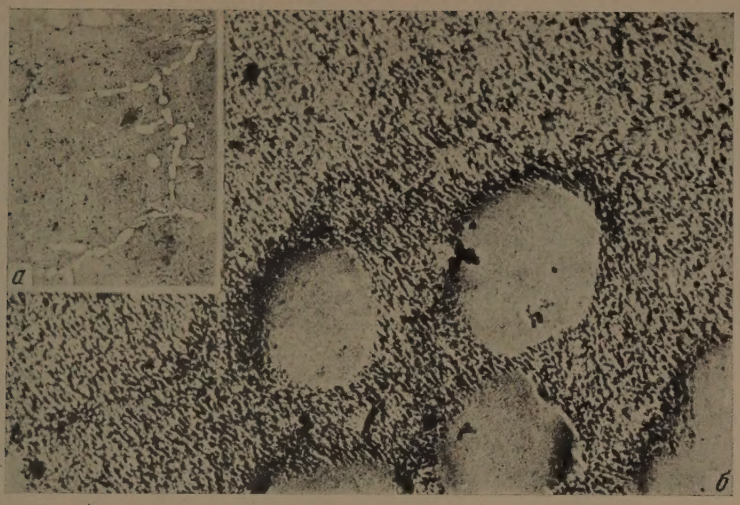


Рис. 1. Микроструктура Fe — Ni — Al — Nb сплава в высококоэрцитивном состоянии. Увеличение: *а* —400 ×, *б* —12000×

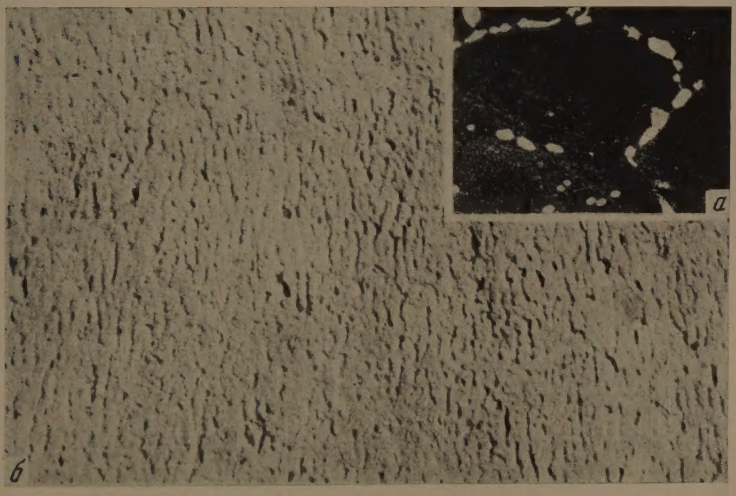


Рис. 2. То же, что на рис. 1, после дополнительного отпуска при 800° в течение 2 час. Увеличение: *а* — 400×, *б* — 12000×

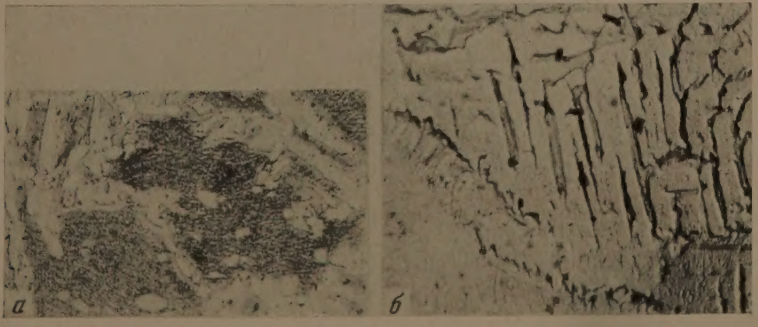


Рис. 3. Микроструктура Fe — Ni — Al — Nb сплава в равновесном состоянии. Увеличение: *а* — 400×, *б* — 7000×

Рис. 5

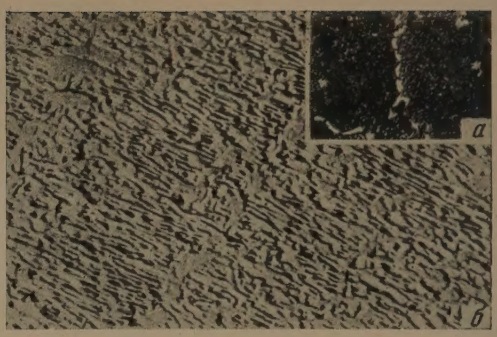


Рис. 6

Рис. 5. Микроструктура Fe — Co — Ni — Al—Nb сплава с 24 % Co после термомагнитной обработки. Увеличение: *а* — 400×, *б* — 1200×

Рис. 6. То же, что на рис. 5, после дополнительного отпуска при 800° в течение 2 час. Увеличение: *а* — 400×, *б* — 12000×

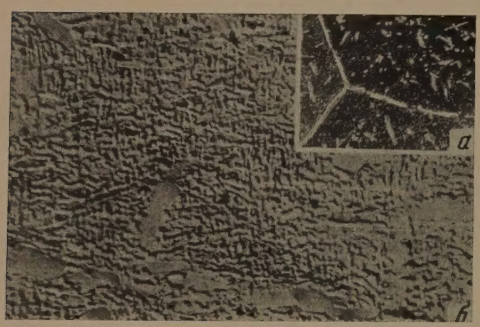


Рис. 7. Микроструктура Fe — Co — Ni — Al — Nb сплава с 18 % Co после термомагнитной обработки и отпуска при 800° в течение 2 час. Увеличение: *а* — 400×, *б* — 12000×

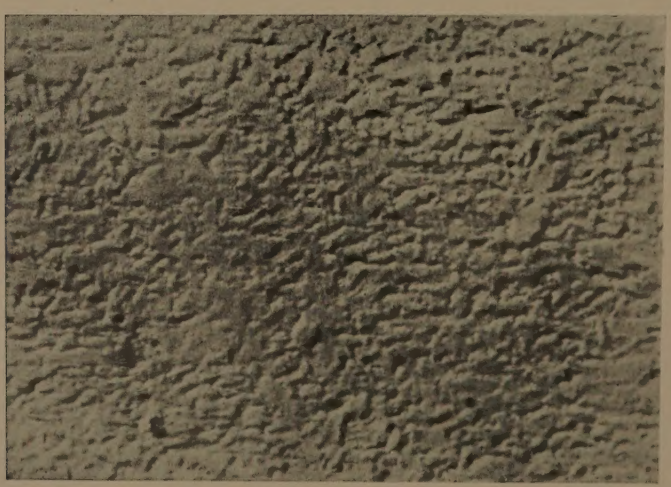


Рис. 9. Микроструктура Fe — Ni — Mn — Mo сплава в сококоэрцитивном состоянии. Увеличение 15000×

Необходимо отметить, что в сплаве с 24% Co в высококоэрцитивном состоянии (H_c= 620 Oe, B_r= 12500 Gs) выделения еще более микродисперсны (рис. 5), чем в изотропном Fe—Ni—Al—Nb сплаве (рис. 1). Форму выделений в таком состоянии установить не удалось. Дополнительный двухчасовый отпуск при 800° значительно укрупняет выделения, вытянутые вдоль направления поля, приложенного при термомагнитной обработке (рис. 6). Рис. 7, на котором приведена структура сплава с 18% Co, показывает, что здесь также произошел ориентированный распад, но в этом случае ориентация части β-фазы шла по двум взаимно перпендикулярным направлениям, хотя частицы в направлении приложенного поля более вытянуты.

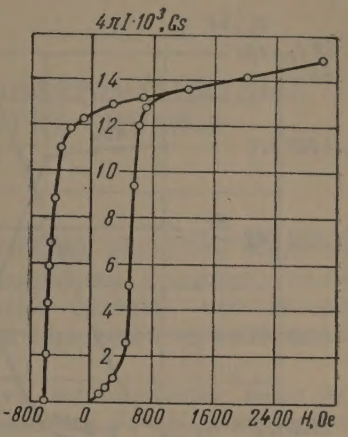


Рис. 8. Кривые намагничивания и размагничивания Fe—Co—Ni—Al—Nb сплава после термомагнитной обработки

Рентгеновский анализ показал, что введение кобальта в Fe—Ni—Al—Nb сплавы не меняет фазового состава. Несколько изменяются только параметры решеток.

Изучение кривых намагничивания анизотропных кобальтовых сплавов (рис. 8) в совокупности с данными других методов, показало, что в этих сплавах при перемагничивании, вероятно, имеют место процессы вращения. Это связано, по-видимому, с тем, что анизотропия формы выделений ферромагнитной фазы при термической обработке проявляется сильнее. Кроме того, после обработки в поле большой напряженности материал становится более магнитноодноосным, а это обычно также приводит к преобладанию процессов вращения в несколько меньших полях, чем те, в которых могли бы реализоваться процессы смещения, задержанные напряжениями. Однако, чтобы сделать окончательные выводы о процессах, происходящих в анизотропных Fe—Co—Ni—Al—Nb сплавах, необходимы дополнительные подробные исследования.

2. Сплавы с λ→α-превращением

Наиболее распространенными сплавами с γ→α-превращением являются сплавы на основе Fe—Co—V, Fe—Ni—Mn и Fe—Cr—Ni. Все эти сплавы приобретают высокие магнитные свойства после холодной деформации с высокой степенью обжатия и отпуска. Сплавы этой группы анизотропны: в направлении холодной деформации остаточная индукция на 20—30% выше, чем в направлении, перпендикулярном к нему.

В настоящей работе приведены результаты исследования свойств и структуры сплавов на основе Fe—Ni—Mn.

Исследование тонкой структуры методом электронной микроскопии и рентгеновского анализа было проведено на образцах сплава Fe с 12% Mn, 3% Ni и 3% Mo после деформации со степенью обжатия 90% и после отпуска при различных температурах*. Одновременно на тех же образцах были измерены физические свойства сплава.

Микроструктура сплава в высококоэрцитивном состоянии (после отпуска при 550°) при увеличении 15000× (рис. 9) состоит из мелкодисперсной гетерогенной смеси α- и γ-фаз, причем количество этих фаз примерно одинаково. Характер выделений α-фазы и степень ее дисперсности при отпуске в интервале 450—600° практически не меняется, поэтому мы не

* Экспериментальная часть работы по исследованию тонкой структуры Fe — Ni—Mn сплавов проводилась дипломантом Л. Ю. Вольфсоном.

приводим все остальные снимки структур. Изменяется только соотношение фаз. Изменения свойств (I_s, H_c и твердости) и структуры (количества γ-фазы) свидетельствуют о том (рис. 10), что H_c в интервале 450÷550° возрастает одновременно с уменьшением I_s и ростом количества γ-фазы. Твердость, высокая по абсолютной величине после холодной деформации, при этих температурах отпуска не изменяется. Коэрцитивная сила и твердость Fe—Ni—Mn сплавов обусловливаются, вероятно, разными процессами в отличие от Fe—Co—V сплавов, у которых эти характеристики изменяются в зависимости от температуры отпуска аналогично, лишь максимумы этих свойств смещены по температуре. Возможно, что этим объясняется обнаруженный нами ранее факт, что сплавы на основе Fe—Ni—Mn и Fe—Cr—Ni после деформации и отпуска сохраняют высокую пластичность, допускающую их дальнейшую деформацию и приводящую к повышению магнитных свойств.

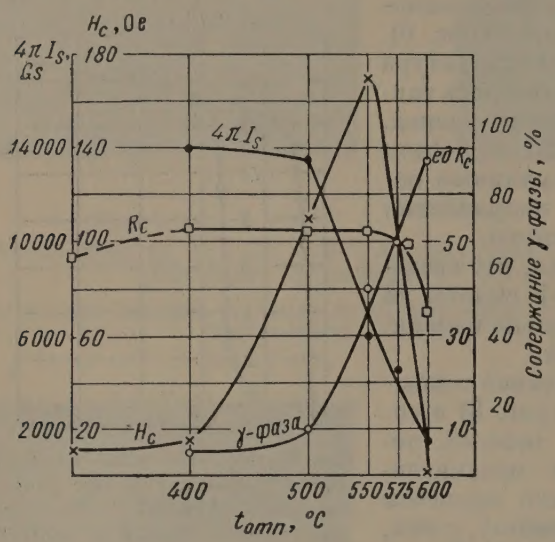


Рис. 10. Зависимость индукции насыщения I_s, коэрцитивной силы H_c, твердости по Роквеллу (шкала R_c) и количества γ-фазы от температуры отпуска по $t_{опт}$ Fe — Ni — Mn — Mo сплава

Результаты рентгенографического исследования тонкой структуры не позволили обнаружить зависимости между коэрцитивной силой Fe—Ni—Mn—Mo сплавов и напряжениями второго и третьего рода.

По-видимому, за коэрцитивную силу в этих сплавах ответственна степень дисперсности и количественное соотношение α- и γ-фаз. При этом магнитные свойства зависят также от кристаллографической текстуры, сохраняющейся и после отпуска. Анизотропия проявляется в основном в значениях B_r. Коэрцитивная сила в зависимости от направления изменяется мало. Это указывает на отсутствие анизотропии напряжений.

Заключение

Эксперименты, проведенные по исследованию структуры и свойств некоторых деформируемых магнитнотвердых сплавов, позволили получить дополнительные данные, объясняющие некоторые процессы в этих сплавах.

Цитированная литература

1. Акулов Н. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, 1939
2. Becker R., Döring W., Ferromagnetismus.— Berlin, 1939.
3. Кондорский Е. И., Ж. экспер. и теор. физ., 10, 4 (1940).
4. Kersten M., Grundlagen der neuen Theorie der ferromagnetischen Hysterese und Koerzitivkraft.— Leipzig, 1943.
5. Neel L., Cahiers phys., 25 (1944).
6. Кондорский Е. И., Докл. АН СССР, 68, *1* (1949).
7. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М., 1948.
8. Лившиц Б. Г., Раевская М. Н., Сборник трудов ЦНИИГМ, Металлургиздат, вып. 15, 360, 1956.
9. Скаков Ю. А., Докл. АН СССР, 79, *1* (1951).
10. Булгаков Н. В., Диссертация.— МГУ, 1949.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. В. ДЕХТЯР

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВА Ni_3Fe И ДРУГИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Fe — Ni

Сплав Ni_3Fe и другие железо-никелевые сплавы являлись объектом многих исследований [1—9]. Согласно существующим представлениям, основанным на этих исследованиях, принято считать, что сплавы Fe—Ni — ферромагнитны вплоть до температуры перехода в парамагнитное состояние.

Изложенные в настоящей статье результаты выполненных нами исследований указывают на существование в сплавах Fe—Ni антиферромагнитной ориентации магнитных моментов ниже температуры перехода этих сплавов в парамагнитное состояние [10, 11]. К такому выводу мы пришли, изучая температурную зависимость магнитных свойств сплавов Fe—Ni. Обнаруженный при этом ряд аномальных эффектов может быть разбит на две группы. Первая группа аномальных эффектов, наблюдаемых при нагревании неупорядоченного сплава Fe—Ni, вызвана, как это показано в настоящей и других работах [12, 13], процессами упорядочения. Характерными особенностями второй группы являются признаки существования антиферромагнитной ориентации магнитных моментов.

Полученные результаты находятся в согласии с работами Пратта [14]. Обсуждая возможность перехода металлического сплава из ферромагнитного состояния в антиферромагнитное, Пратт исходит из представлений теории молекулярного поля. Теория Пратта развита на основе: а) предложенных Вонсовским [1, 3, 15] представлений о s—d обменном взаимодействии в предположении, что такое взаимодействие порождает ферромагнитные свойства сплава и ответственно за них; б) предлагаемых Киттелем, Рудерманом и Митчелем [16, 17] представлений о косвенном обменном взаимодействии соседних атомов, осуществляемом при помощи электронов проводимости, причем предположено, что это взаимодействие обуславливает антиферромагнитную ориентацию спинов d-электронов.

Ниже дано описание выполненных опытов и результатов, полученных при исследовании температурной зависимости магнитных свойств двух сплавов: а) сплава Ni_3Fe и б) сплава, имеющего химический состав супермаллоя и подвергнутого определенной термической обработке. Образцы исследуемых сплавов предварительно отжигались в эвакуированных до 10^{-4} мм рт. ст. тонких кварцевых трубках при температуре 1200° в течение 2 час. Приобретаемая сплавом при 1200° неупорядоченная структура фиксировалась закаливанием образцов в воду. Закаливание производилось перемещением эвакуированной кварцевой трубки, содержащей образец, из печи в воду комнатной температуры.

Измерение намагниченности насыщения I_s остаточной намагниченности I_r, максимальной восприимчивости χ_{max} и коэрцитивной силы H_c было выполнено в интервале температур от комнатной до температуры перехода сплава в парамагнитное состояние. Перед каждым измерением обра-

зец выдерживался один час при заданной температуре для достижения состояния, близкого к равновесному в исследуемом интервале температур*.

По окончании измерения при заданной температуре образец быстро охлаждался до комнатной температуры, и при этой температуре его магнитные свойства измерялись снова. В дальнейшем такая последовательность операций повторялась каждый раз при более высокой температуре. Это позволило получить из одной и той же серии измерений кривые зависимости магнитных свойств от температуры измерения и от температуры отжига. Экспериментальные точки в интервале температур от 300° и до температуры перехода в парамагнитное состояние получены для близких значений температур (с интервалом $5 \div 10°$) с целью более точного определения формы кривых температурной зависимости I_s, I_r, H_c и χ.

Результаты исследований сплава Ni_3Fe

На рис. 1 представлена зависимость I_s, I_r, H_c и χ_{max} от температуры для неупорядоченного сплава Ni_3Fe. В интервале от комнатной температуры и примерно до 300° наблюдается нормальный температурный ход

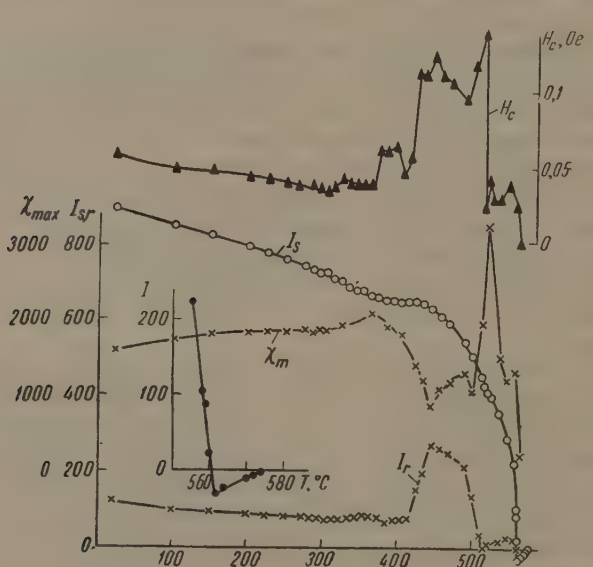


Рис. 1. Закаленный сплав Ni_3Fe. Температурная зависимость I_r, H_c, χ_{max} и намагниченности насыщения I_s, измеренной в поле $H=135$ Oe. В этом поле до 500° достигается насыщение. Выше 500° наблюдается точка компенсации по Неелю (График $I-T$, изображенный на том же чертеже)

кривых I_s и I_r, а именно, монотонное уменьшение этих величин при нагревании образца. В интервале $385 \div 435°$ обнаруживаются аномальные эффекты: на кривой $I_s(t)$ появляется площадка, а на кривой $I_r(t)$ заметно резкое (трехкратное) увеличение I_r от 80 до 240 Gs. Остаточная намагниченность при 435° значительно больше, чем при комнатной температуре. Внутри интервала порядка 50° уменьшение I_s и I_r при нагрева-

* Необходимое время выдержки для температур до 500° устанавливалось предварительными опытами, в которых изучалась временная зависимость магнитных свойств при изотермических выдержках.

нии компенсируется их возрастанием, обусловленным возникновением ближнего порядка * в первоначально неупорядоченном закаленном сплаве **.

На кривой $H_c(t)$ (рис. 1) нормальная температурная зависимость также наблюдается примерно до 300°. Выше этой температуры борьба двух факторов — нагревания, снижающего H_c, и процесса упорядочения, способствующего росту H_c, приводит к нерегулярному, аномальному ходу температурной зависимости H_c. Однако за счет преобладающего влияния процесса упорядочения отчетливо проявляется тенденция увеличения H_c вплоть до 500°.

Другой критической областью температур является интервал 490÷510°. Здесь остаточная намагниченность I_r, измеренная при поле $H=0$, внезапно резко уменьшается с 200 Gs практически до нуля; H_c в интервале 500÷510° уменьшается скачком в пять раз (рис. 1), а χ_{max} в интервале 520÷530° уменьшается с 3250 до 1500 ед.

В области 490÷510° I_s по величине мало изменяется, на соответствующей кривой наблюдается только перегиб.

Если продолжить измерения намагниченности в том же поле $H=135$ Oe, но при более высоких температурах, то насыщения уже не наблюдается, и на кривой $I(t)$ обнаруживается компенсационная точка по Неелю [20—22] (рис. 1). Намагниченность при 555° составляет еще 25% от значения I_s при комнатной температуре. При нагревании еще на 5° намагниченность внезапно падает до нуля.

При дальнейшем возрастании температуры намагниченность в поле указанной напряженности и в более слабых полях приобретает отрицательное значение.

Наличие точки компенсации на кривой $I(t)$ и появление отрицательной намагниченности выше этой температуры свидетельствуют о существовании нескомпенсированной антиферромагнитной ориентации спиновых моментов. Можно предположить, что последняя возникает вблизи 510°, где наблюдается резкое падение I_r до нуля. Сплав Ni_3Fe переходит в парамагнитное состояние (рис. 1) вблизи 574°.

Намагниченность насыщения I_s при $t\approx 510°$ составляет еще величину порядка $\sim 50\%$ от ее значения при комнатной температуре (рис. 1). Это объясняется, по-видимому, тем, что слабое антиферромагнитное взаимодействие ферромагнитных подрешеток разрушается полем в интервале 510—574°.

Резкие изменения магнитных свойств вблизи 510° имеют характер магнитного превращения. Последнее связано с изменением атомной структуры вблизи этой температуры, о чем свидетельствуют кривые временной зависимости H_c и I_r при изотермических выдержках 510° (рис. 2), а также температурный гистерезис I_r (рис. 3). Временная зависимость всегда является следствием процесса диффузии атомов в кристаллической решетке. Уменьшение I_r при выдержке около 500° еще незначительно. Изменение H_c позволяет регистрировать уже при этой температуре начальные стадии процесса диффузии атомов. Выдержка от 15 до 30 мин снижает величину H_c в три раза — с 0,07 до 0,02 Oe.

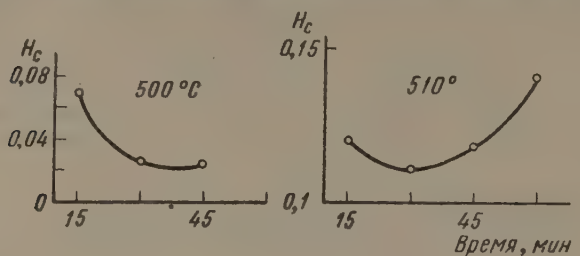
Повысив температуру на 10°, мы наблюдаем структурные изменения при 510° по уменьшению I_r с 90 до ~ 40 Gs при выдержке от 15 до 60 мин; H_c при этом сначала уменьшается, потом возрастает. При 515° I_r продолжает уменьшаться, снижаясь до 6 Gs в течение 45 мин.

Как было указано в начале статьи, перед измерением образец при заданной температуре выдерживался в течение часа. После измерения образец охлаждался, и магнитные свойства измерялись при комнатной температуре.

* Аномальные эффекты, наблюдаемые на сплаве Ni_3Fe при часовых выдержках в области 385÷435°, не могут быть вызваны возникновением дальнего порядка. Последний, как известно, обнаруживается рентгенографическим [18] и нейтронографическим [19] методами только после длительного отжига (100—200 час) и при более высоких температурах, около 490—500° (подробнее см. [12]).

** Аналогичный аномальный ход температурной зависимости I_s, вызванный возникновением ближнего порядка, наблюдался нами ранее [12] на молибденовом пермаллое.

Полученная таким образом зависимость магнитных свойств закаленного образца Ni_3Fe от температуры отжига представлена на рис. 4. Аномальные эффекты, обнаруженные на кривых температурной зависимости магнитных свойств в интервале 385÷435°



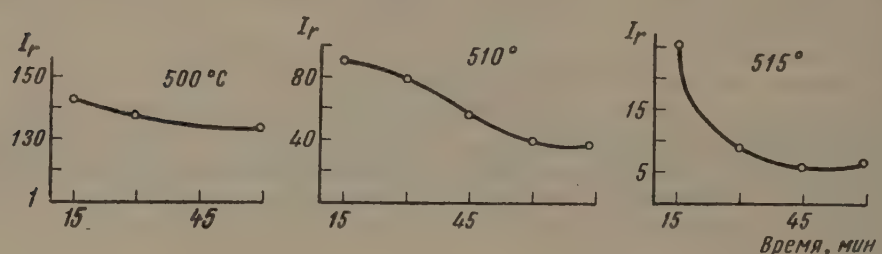


Рис. 2. Временная зависимость I_r и H_c закаленного образца сплава Ni_3Fe. Изотермические выдержки при 500, 510 и 515°

и в районе 510° (рис. 1), проявляются и на кривых зависимости магнитных свойств от температуры отжига. Вид последних также указывает, что аномальные эффекты, наблюдаемые на кривой температурной зависимости магнитных свойств в районе 385—435° и вблизи 510°, вызваны структурными изменениями в сплаве Ni_3Fe.

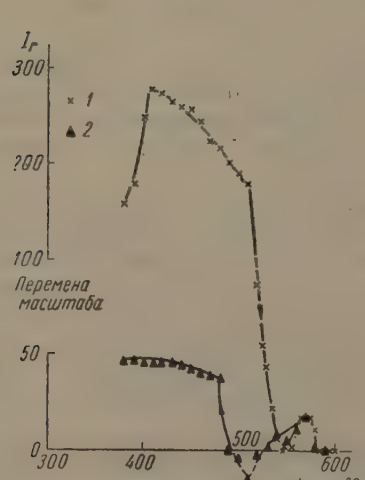


Рис. 3

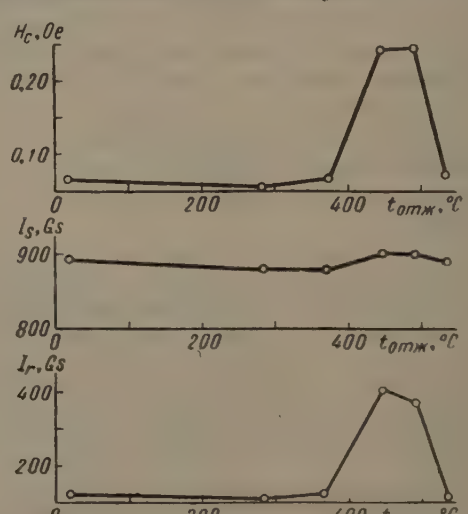


Рис. 4

Рис. 3. Изменение I_r при нагревании и охлаждении закаленного образца сплава Ni_3Fe и температурный гистерезис I_r: *1* — нагревание, *2* — охлаждение, $t_{изм}$ — температура измерения

Рис. 4. Зависимость I_r, I_s и H_c закаленного с 1200° образца сплава Ni_3Fe от температуры отжига $t_{отж}$, °С

Температурный ход удельной теплоемкости на образце с неупорядоченной структурой получен Личем и Сайксом [23]. Ими также замечены три критические области: в интервале 385—435° удельная теплоемкость уменьшается вследствие образования ближнего порядка; вблизи 510° и 575° достаточно отчетливо заметны два максимума.

Таким образом, указанные критические температуры (510 и 575°), определенные из температурной зависимости магнитных свойств в наших опытах и из измерений теплоемкости в опытах [23] совпадают.

Для того чтобы убедиться в том, что изменение магнитной структуры вблизи 510° вызвано изменением атомной структуры сплава Ni_3Fe, был проведен ряд дополнительных опытов.

На рис. 5 показан температурный ход I_r для Ni_3Fe, снятый на том же образце*, но после повторного отжига при 1200°С и закалки в воду.

В интервале 510 ÷ 525° применялся нерегулярный режим нагрева: температура измерения попеременно то увеличивалась, то уменьшалась. Направление изменения температуры показано на рис. 5 стрелками. Выдержка образца при заданной температуре перед измерением магнитных свойств длилась 2 часа: из хода кривой $I_r(t)$ видно, что каково бы ни было направление изменения температуры, I_r продолжает уменьшаться, если только температура превышает ~ 515°. При более низкой температуре I_r начинает возрастать. Дальнейшее повышение температуры выше 525° приводит вновь к уменьшению I_r. Полученные при этом экспериментальные точки ложатся на кривую, которая является продолжением участка кривой $I_r(t)$, снятой ранее в интервале 510 ÷ 525°. Вследствие проведенной операции нерегулярного нагрева I_r уменьшается до нуля при температуре ~ 545°.

Рис. 5. Температурная зависимость I_r закаленного образца сплава Ni_3Fe при нерегулярном нагреве

На этом же образце были проведены измерения с целью получения кривой $I_r(t)$ при нагревании и охлаждении (рис. 3). Сравнивая кривые, изображенные на рис. 1 и рис. 3, мы видим, что эффекты возрастания I_r вблизи 400° и резкого падения I_r при 510° воспроизводятся при нагреве образца после повторной закалки. На рис. 3 хорошо виден гистерезис температурного хода кривой $I_r(t)$, свидетельствующий о том, что магнитное превращение, обусловленное изменением магнитной структуры вблизи 510°, вызвано изменением атомной структуры сплава Ni_3Fe.

Таким образом, изучая температурную зависимость магнитных свойств на сплаве Ni_3Fe, мы наблюдали ряд аномальных эффектов. Для неупорядоченной структуры, полученной закалкой сплава с 1200°, аномальный температурный ход кривых I_s и I_r вблизи 400° свидетельствует о процессе упорядочения. При дальнейшем нагревании вблизи 510° возникает новая магнитная структура — антиферромагнитная ориентация магнитных моментов. Это превращение является необычным — магнитный порядок не исчезает, а изменяется. При этом I_r резко уменьшается, практически до нуля, H_c становится меньше в несколько раз. Максимум на кривой $\chi_{max}(t)$, обычно указывающий температуру потери ферромагнитных свойств, лежит вблизи 510°. Выше этой температуры χ_{max} резко падает (рис. 1).

Магнитное превращение с образованием новой магнитной структуры вблизи 510° вызвано изменением атомной структуры. Это обстоятельство, как было отмечено выше, обнаруживается по временной зависимости I_r и H_c при изотермических выдержках вблизи 510° (рис. 2), а также наблюдаемым в этой области температурным гистерезисом магнитных свойств.

Второе магнитное превращение — переход в парамагнитное состояние — совершается, в зависимости от предварительной обработки сплава Ni_3Fe, в интервале температур 575 ÷ 600°.

---

* Результаты исследования этого образца после первого отжига при 1200° приведены на рис. 1.

Аналогичные результаты, как показано ниже, получены нами для легированного пермаллоя.

Результаты исследований легированного пермаллоя

Сплав, отвечающий по химическому составу супермаллою, является однофазным. Согласно опубликованным данным его магнитное превращение происходит ниже 400° [2].

В настоящей работе показано, что при нагревании закаленного супермаллоя вблизи 300° его структура изменяется *.

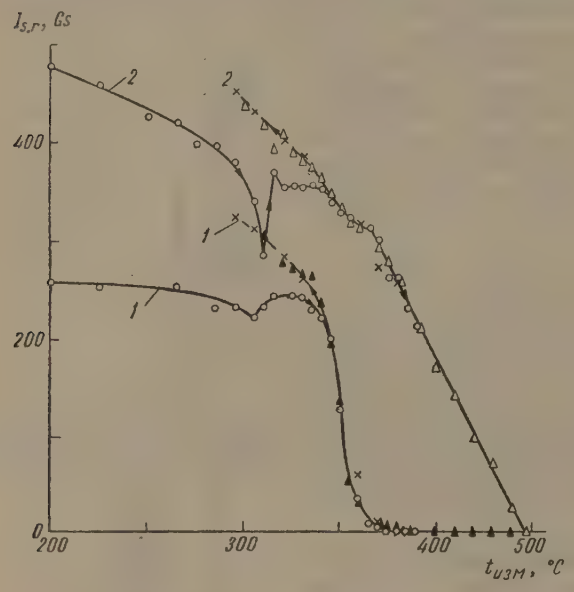


Рис. 6. Температурный ход I_r (кривые *1*) и I_s (кривые *2*) при нагревании и охлаждении легированного пермаллоя, закаленного с 1200°
Кружки — нагревание, крестики — охлаждение, треугольники белые и черные — вторичное нагревание. Ход процесса показан стрелками

При дальнейшем нагревании вновь образовавшаяся структура ближнего порядка претерпевает последовательно два магнитных превращения: первое — вблизи 375°, при этом сплав в значительной мере утрачивает свои ферромагнитные свойства; второе магнитное превращение — переход в парамагнитное состояние — наблюдается вблизи 448°. Исследование температурной зависимости магнитных свойств производилось на образцах диаметром 0,2 мм и длиной 200 мм.

Измерение I_s, I_r, χ_{max} и H_c было выполнено на образцах, закаленных с 1200° в интервале от комнатной температуры до 450° **. В интервале температур $300 \div 450°$ измерения производились с интервалом в 10°.

На рис. 6 и 7 приведены полученные описанным способом кривые температурной зависимости I_s, I_r, χ_{max} и H_c.

На кривой зависимости I_s от температуры (рис. 6) особенно отчетливо заметно структурное превращение вблизи 300°, которое, как нами было показано [11], связано с атомным упорядочением. Вблизи 300° I_s и I_r не уменьшаются с нагреванием, а возрастают и затем в области $320 \div 340°$ остаются неизменными. Уменьшение I_s с температурой компенсируется в интервале $300 \div 340°$ возрастанием I_s, вызванным появлением ближнего порядка ***.

---

* Возникает ближний порядок в расположении атомов [11].

** Режим термообработки образцов тот же, что и для Ni_3Fe.

*** Возникновение новой структуры вблизи 300°, хорошо заметное по кривой I_s, менее отчетливо, но все же обнаруживается по кривым температурной зависимости I_r (рис. 6) и H_c (рис. 7).

Вновь возникшая структура ближнего порядка обладает особыми ферромагнитными свойствами. Прежде всего отметим резкое падение до нуля величины I_r в интервале 340 ÷ 375° (рис. 6). Коэрцитивная сила H_c в этом интервале температур не уменьшается, как этого следовало бы ожидать, а возрастает в четыре раза: от 0,025 до 0,13 Oe (рис. 7).

Выдержка образца в процессе измерения при температурах 320—365° приводит, как это видно из рис. 7, к резкому уменьшению χ_{max} с 10000 при 320° до величины порядка единиц при 375°; далее вплоть до перехода в парамагнитное состояние (при 448°) восприимчивость остается столь же малой. Изменение магнитных свойств вблизи 375°, наблюдае-

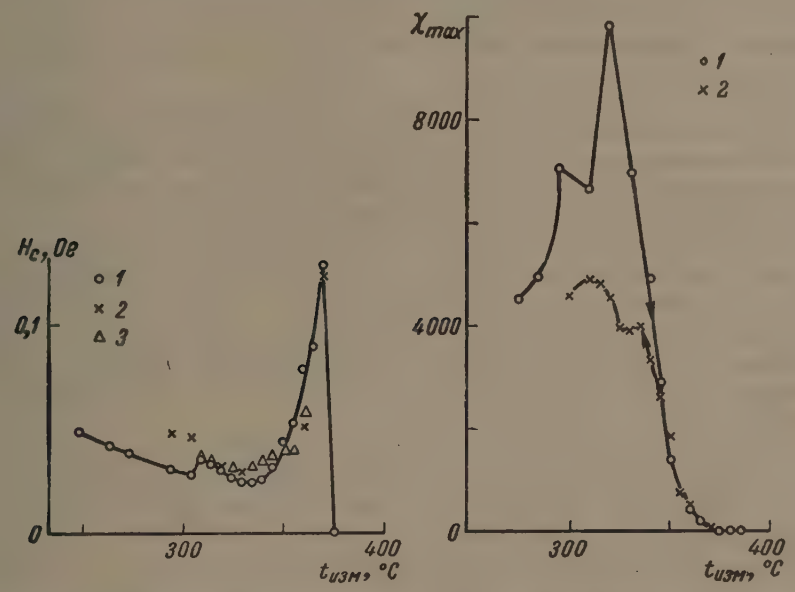


Рис. 7. Температурный ход H_c и χ_{max} при нагревании и охлаждении легированного пермаллоя, закаленного с 1200°: *1* — нагревание, *2* — охлаждение, 3 — вторичное нагревание

мое по резкому уменьшению χ_{max} и падению I_r до нуля, отмечается также изгибом на кривой I_s (рис. 6). Эти изменения являются обратимыми: они наблюдаются как при охлаждении, так и при повторном нагревании. Как видно из кривых на рис. 6 и 7, нагревание закаленного образца сначала производилось до 390°. На этом этапе измерений при 300—340° проявлялась аномалия на кривых $I_s(t)$ и $I_r(t)$, вызванная структурным превращением — образованием ближнего порядка. При дальнейшем нагревании наблюдалось описанное выше внезапное изменение магнитных свойств вблизи 375°. Это магнитное превращение воспроизводилось при охлаждении на кривых температурной зависимости I_r, χ_{max}, H_c и I_s.

Аномалия же в районе 300—340°, в частности минимумы на кривых $I_s(t)$ и $I_r(t)$, при охлаждении сплава не наблюдались. Следовательно, структурное изменение, замеченное при нагревании закаленного сплава, в этом интервале температур, необратимо. Объясняется это тем, что ближний порядок, возникший при нагревании сплава вблизи 300°, устойчив в исследуемом интервале температур. При повторном нагревании от 280 до 450° экспериментальные точки ложатся на ветви кривых I_s, I_r и H_c, полученные при охлаждении. При этом минимумы на кривых I_s и I_r и максимум на кривой H_c, наблюдавшиеся вблизи 300° при первом нагреве, не проявляются (как и при охлаждении спла-

ва), так как процесс образования ближнего порядка завершается при первом нагреве. Это обстоятельство подтверждается тем, что измеренные при охлаждении и повторном нагреве намагниченности (рис. 6), оказываются равными по величине и много большими по сравнению с значениями, измеренными при первом нагреве. Магнитное же превращение вблизи 375°, как и следовало ожидать, при повторном нагреве воспроизводится.

Выше обнаруженной нами температуры магнитного превращения, лежащей вблизи 375°, и вплоть до перехода в парамагнитное состояние сплав обладает следующими свойствами: в интервале 375÷448° намагниченность, измеренная после выключения поля (т. е. в поле $H=0$), равна нулю (рис. 6). Коэрцитивная сила сплава, измеренная по намагниченности, также равна нулю. Образцы в этой области температур очень легко размагничиваются.

Магнитная восприимчивость здесь на три порядка меньше ее значений при температурах ниже 375°, но все еще велика по сравнению с парамагнитной восприимчивостью. Поэтому в магнитном поле сплав еще сильно намагничивается (рис. 6). Температура перехода в парамагнитное состояние, как видно из кривой для I_s, лежит вблизи 448°.

Из изложенного следует, что быстро охлажденный легированный пермаллой при нагревании испытывает около 300° структурное превращение, вызванное образованием ближнего порядка. По ходу кривых I_s и I_r (рис. 6) видно, что это превращение заканчивается вблизи 340°, так как только в интервале 300÷340° уменьшение намагниченности при нагревании компенсируется ее ростом, вызванным образованием ближнего порядка.

При нагревании сплава выше 340° ход кривых I_r, I_s, χ_{max} и H_c отражает температурную зависимость магнитных свойств вновь образовавшейся структуры ближнего порядка. Магнитное превращение этой структуры мы наблюдаем вблизи 375°. Оно не похоже на обычное превращение, наблюдаемое в точке Кюри, так как магнитный порядок при этом не исчезает.

Как следует из результатов описанного выше цикла последовательных измерений при нагревании, охлаждении и повторном нагревании сплава, обратимое магнитное превращение вблизи 375° не вызвано и не сопровождается таким структурным изменением, каким является необратимый процесс образования ближнего порядка. Этот последний процесс, происходящий при нагревании закаленного сплава, совершается при более низких температурах.

Наблюдаемое вблизи 375° резкое уменьшение до нуля намагниченности, измеренной при $H=0$, после выключения поля, а также уменьшение магнитной восприимчивости на три порядка свидетельствует о происходящем при этой температуре изменении магнитной структуры. По своему характеру эти изменения, по-видимому, связаны с образованием антиферромагнитной ориентации магнитных моментов. Как видно из хода кривой I_s, магнитная структура сплава в широком интервале температур 375÷448° характеризуется упорядоченным состоянием, при котором в отсутствие магнитного поля нет результирующей намагниченности.

Легированный пермаллой выше 375° и упорядоченный сплав Ni_3Fe выше 510° интенсивно намагничиваются под действием поля, тогда как остаточное намагничивание выше этих температур не обнаруживается. Это объясняется, по-видимому, тем, что слабое антиферромагнитное взаимодействие подрешеток разрушается под действием поля. Поэтому первое магнитное превращение, когда возникает антиферромагнитная ориентация магнитных моментов, не может быть обнаружено в сильных магнитных полях. Именно в связи с этим оно четко выявляется по температурной зависимости остаточной намагниченности, измеряемой в отсутствие поля.

Результаты нашей работы согласуются с упомянутой в начале статьи работой Пратта [14], показавшего возможность перехода металлического ферромагнетика в антиферромагнитное состояние и последующего перехода в парамагнитное состояние при более высокой температуре.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— Гостехиздат, М., 1948.
2. Бозорт Р., Ферромагнетизм, Пер. с англ., под ред. Е. И. Кондорского и Б. Г. Лившица.— ИЛ, 1956.
3. Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме.— Гостехиздат, М., 1952.
4. Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные материалы.— Госэнергоиздат, М., 1957.
5. Меськин В. С. Ферромагнитные сплавы.— ОНТИ, М., 1937.
6. Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах.— Гостехиздат, М., 1951.
7. Поливанов Е. М., Ферромагнетики.— Госэнергоиздат, М., 1957.
8. Лившиц Б. Г., Равдель М. П., Докл. АН СССР, **93**, 1033 (1953).
9. Лившиц Б. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1225 (1957).
10. Дехтяр М. В., Ж. эксперим. и теорет. физ., **34**, 772 (1958).
11. Дехтяр М. В., Казанцева Н. М. Физика металлов и металловедение, **7**, вып. **3**, 453 (1959).
12. Дехтяр М. В., Физика металлов и металловедение, **3**, вып. 1, 55 (1956).
13. Дехтяр М. В., Казанцева Н. М., Физика металлов и металловедение, **8**, вып. 1 (1959).
14. Pratt G. W., Phys. Rev., **106**, 53 (1957); **108**, 1233 (1957).
15. Вонсовский С. В., Ж. эксперим. и теорет. физ., **16**, 981 (1946).
16. Kittel Ch., Mitchel A., Phys. Rev., **101**, 1611 (1956).
17. Ruderman M. A., Kittel C., Phys. Rev., **96**, 99 (1954).
18. Wakelin R., Jates E., Proc. Phys. Soc., **66**, 221 (1953).
19. Shull G. G., Wilkinson M. K., Phys. Rev., **97**, 304 (1955).
20. Neel L., Ann. Phys., **3**, 137 (1948) (см. также сб. «Антиферромагнетизм», пер. Л. А. Шубиной, под ред. С. В. Вонсовского.— ИЛ, М., 1956).
21. Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества.— Гостехиздат, М., 1955.
22. Smart J. S., Amer. J. Phys., **23**, *6*, 356 (1955).
23. Leech P., Sykes C., Phil. Mag., **27**, 742 (1939).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. И. ЛАПКИН и В. С. МЕСЬКИН

О ВЛИЯНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНОМЯГКИХ СПЛАВОВ

В предыдущей работе [1] нами изучалось влияние высокотемпературного отжига на магнитные свойства железо-кремнистых сплавов. Путем отжига исследуемых сплавов в одинаковых температурных условиях, но в разных средах — рафинирующей и нейтральной — было установлено раздельное влияние структурного фактора и уменьшения количества содержащихся в сплаве вредных примесей.

В данной работе эти исследования продолжены на сплавах железо-никель: 50% пермаллое 50Н и 50НХС и молибденовом пермаллое Н79М4. Кроме того, приводятся результаты цехового высокотемпературного отжига холоднокатаной динамной стали и сопоставляются результаты лабораторного и цехового высокотемпературного отжига горячекатаной трансформаторной стали

Материал и методика исследования

Железо-никелевые сплавы исследовались в виде ленты толщиною 0,05 и 0,15 мм из пермаллоя 50Н и 50НХС и толщиною 0,35 мм из пермаллоя Н79М4. Отжигу подвергались свернутые ленточные сердечники. Последние помещались в горячую зону зинтер-корундовой трубы (внутренний диаметр ее 40 мм, длина 1000 мм), в которой даже при температуре 1400° хорошо поддерживался вакуум. Труба помещалась в печь с силитовыми нагревателями. Температура отжига изменялась в пределах от 1150° до 1400°. Продолжительность выдержки при всех температурах составляла 4 часа. В качестве нейтральной среды был взят аргон, который предварительно очищался от примесей кислорода, паров воды и азота при помощи нагретой до 700° медной стружки, серии влагопоглотителей и нагретой до 500—550° стружки магния. В качестве рафинирующих сред применялись: чистый водород, получавшийся путем действия соляной кислоты на цинк, вакуум и вакуум с газопоглотителями. Последние представляли собой чистые кальций и магний, полученные возгонкой в вакууме. Скорость охлаждения в интервале от температуры отжига до 650° составляла 500—600° в час.

На термически обработанных сердечниках определялись баллистическим методом магнитные свойства, главным образом в слабых полях. Коэрцитивная сила определялась на частном цикле при $B=5000$ Gs, вследствие чего приводимые ниже значения ее несколько меньше истинных.

Для холоднокатаной динамной стали был исследован отжиг при температуре 1120° в вакууме (остаточное давление 40—50 мм рт. ст.) в сравнении с отжигом при температуре 850° в защитном газе, состоявшем из 6—12% CO; 0—5 % CO_2; остальное — N_2. Отжигу в обоих случаях подвергались листы толщиной 0,35—1,0 мм в стопах. Исследованная динамная сталь была выплавлена в дуговой электропечи и содержала 0,02%C, 0,1% Mn, 1,35% Si, 0,012% P, 0,008% S, 0,02% Cr, 0,1% Ni, Al нет (проценты весовые).

Результаты исследования

На рис. 1—3 приведены примеры зависимости магнитных свойств у Fe—Ni сплавов от температуры отжига (до 1350°). Мы видим, что все свойства при этом значительно улучшаются и в случае отжига в аргоне. Дополнительное существенное улучшение свойств дает отжиг в рафинирующей среде, в данном случае — в вакууме с газопоглотителями.

Однако в отличие от Fe—Si сплавов [1], усиление роли рафинирующей среды с повышением температуры отжига здесь наблюдается только для максимальной проницаемости (рис. 2). По-видимому, ощутимое уменьшение количества вредных примесей под действием рафинирующей

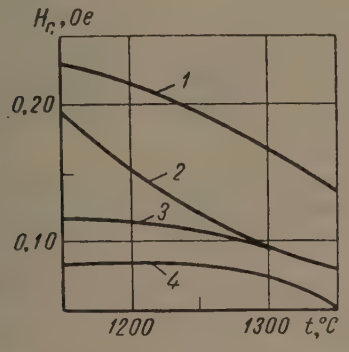


Рис. 1

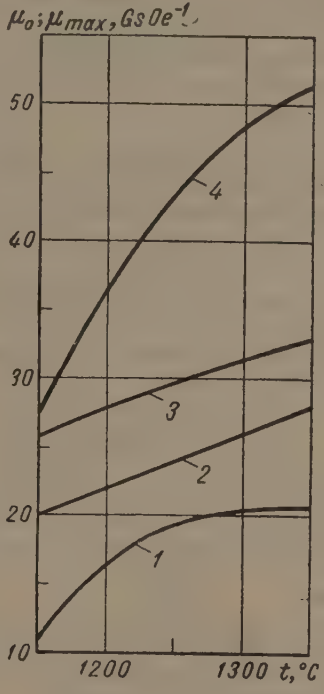


Рис. 2

Рис. 1. Влияние температуры отжига t на коэрцитивную силу H_c железо-никелевых сплавов: *1* — лента из 50Н толщиной 0,05 мм; отжиг в аргоне, *2* — то же; отжиг в вакууме с газопоглотителями, *3* — лента из 50НХС толщиною 0,15 мм; отжиг в аргоне, *4* — то же, отжиг в вакууме с газопоглотителями

Рис. 2. Влияние температуры отжига t: *1* и *2* — на начальную проницаемость μ_0 сплава Н79М4 (лента толщиною 0,35 мм), *3* и *4* — на максимальную проницаемость μ_{max} сплава 50Н (лента толщиною 0,15 мм), *1* и *3* — отжиг в аргоне, *2* и *4* — отжиг в вакууме с газопоглотителями

среды у Fe—Ni сплавов начинается при более низкой температуре отжига (~1000°), чем у железо-кремнистых (~1100°).

Общий эффект, обусловленный рафинирующим действием среды, у Fe—Ni сплавов меньше, чем у Fe—Si. Это свидетельствует о том, что менее вредно влияют удаляемые при отжиге примеси на магнитные свойства Fe—Ni сплавов. Объяснить это можно тем, что наиболее вредный элемент — углерод (не находящийся в форме графита) в сплавах Fe—Ni растворяется в γ-решетке, слабее искажая последнюю, чем в сплавах Fe—Si, где он растворяется в α-решетке, имеющей менее компактное расположение пор.

Большое влияние рафинирующей среды на максимальную проницаемость, усиливающееся с повышением температуры нагрева (рис. 2), очевидно, объясняется тем, что максимальная проницаемость сплавов Fe—Ni весьма чувствительно реагирует на неметаллические фазы. Известно, например, что очень высокая максимальная проницаемость сверхпермаллоя понижается почти на порядок, если при выплавке рас-

кислять его магнием, что приводит к образованию в сплаве большого количества неметаллической фазы.

Заслуживают внимания высокие абсолютные значения магнитных свойств, которые могут быть получены после высокотемпературного отжига в рафинирующей среде. В качестве примеров в таблице приведены полученные на некоторых сплавах Fe—Ni свойства в сравнении со свойствами, получаемыми нормально у этих сплавов. Следует при этом учесть менее благоприятные условия охлаждения в наших опытах. На рис. 3 показаны для ленты толщиною 0,5 мм из сплава 50Н кривые магнитной проницаемости после отжига при разных температурах в вакууме с газопоглотителями.

Магнитные свойства некоторых сплавов Fe — Ni после высокотемпературного отжига в вакууме с газопоглотителями в сравнении со свойствами по ЧМТУ 5010—55

Марка сплава	Толщина ленты, мм	Условия отжига			Магнитные свойства		
		температура, °С	продолжительность выдержки, час	скорость охлаждения, град час $^{-1}$	μ_0, Gs Oe^{-1}	μ_{max}, Gs Oe^{-1}	H_c, Oe
50Н	0,15	1350*	4	600	5000	52 000	0,07
50Н	0,05	1350	4	600	5000	38 000	0,08
Н79М4	0,35	1350	4	600	28000	150 000	0,01
		По ЧМТУ 5010—55					
50Н	0,15	1100**	3	100 (ускор.)	2300	23 000	0,20
50Н	0,05	1110**	3	100 (ускор.)	1900	19 000	0,25
Н79М4	0,35	1100**	3	200 (воздух)	22000	120 000	0,02

* С последующим повторным нагревом в вакууме при 750° и охлаждением со скоростью 30° в час.

** Нагрев в вакууме (остаточное давление $1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.) или в сухом очищенном водороде.

На рис. 4 приведены основные кривые намагничивания (их участки от 0 до 0,01; от 0,2 до 1,2 и от 0 до 25 ампер-витков/см даны в разных масштабах) для холоднокатаной динамной стали после цехового отжига при 850° в защитном газе и при 1120° в вакууме. Отсюда видно, что в полях до ~5 ав/см индукция после отжига при высокой температуре значительно выше, а в полях 5—25 ав/см практически одинакова.

Представляет интерес то обстоятельство, что степень анизотропности холоднокатаной динамной стали после отжига при 1120° меньше, чем после отжига при 850°, как можно видеть из кривых рис. 5, снятых при помощи анизометра Акулова и Брюхатова по методу Аксенова—Григорова [2]. По оси ординат здесь отложены измеренные баллистическим гальванометром значения нормальной составляющей намагниченности I_n в зависимости от угла между направлением намагничивания и направлением прокатки образца, представлявшего собою диск диаметром 35 мм.

Различие в степени текстурования после отжига при 850° и при 1120°, очевидно, связано с тем, что первая температура лежит ниже, а вторая выше температуры фазового превращения в динамной стали с 1,35% Si [3]. Однако и после отжига при 850° степень текстурования составляет только 25—30%, тогда как у холоднокатаной трансформаторной стали она в настоящее время доходит до 75—90—95%. Для сравнения на том же рис. 5 приведена кривая для трансформаторной стали Э330, отожженной при 1100° с выдержкой 3 часа в вакууме.

На рис. 6,*а* показано влияние температуры нагрева до 1200° при лабораторном отжиге в вакууме с остаточным давлением $1 \cdot 10^{-2}$ — $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. на магнитные свойства, потери и величину зерна горячекатаной трансформаторной стали с 4,4% Si в листах толщиною 0,35 мм, по опытам

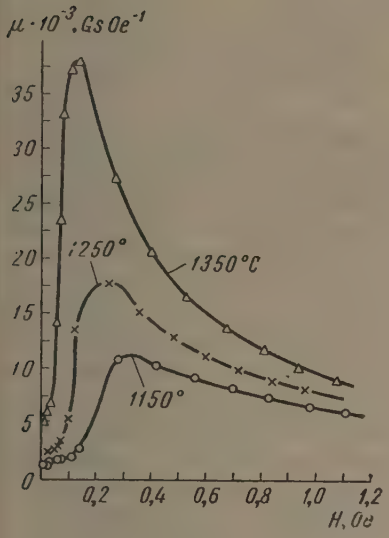


Рис. 3

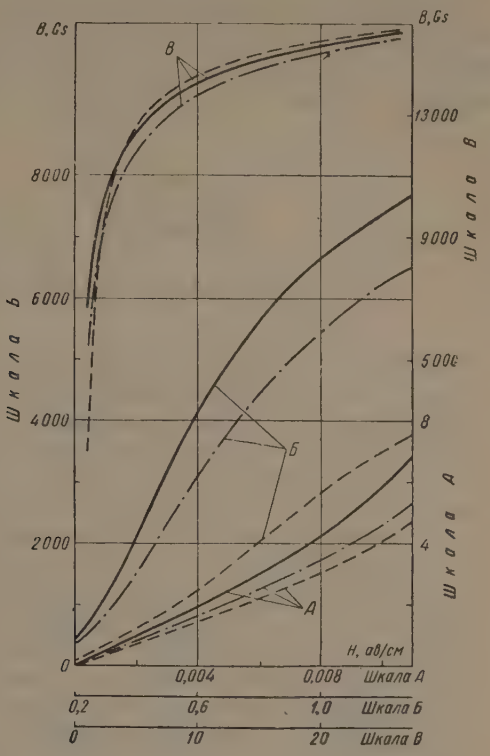


Рис. 4

Рис. 3. Кривые магнитной проницаемости μ для сплава 50Н (лента толщиною 0,05 мм) после отжига при разных температурах в вакууме с газопоглотителями

Рис. 4. Основные кривые намагничивания для холоднокатаной динамной стали с 1, 35% Si после отжига. Сплошные кривые — намагничивание вдоль прокатки, отжиг 22 часа при 1120° в вакууме; штрих-пунктирные — намагничивание вдоль прокатки, пунктирные — намагничивание поперек прокатки. В обоих случаях отжиг 24 часа при 850° в защитном газе Кривые *А*, *Б* и *В* соответствуют различным масштабным шкалам.

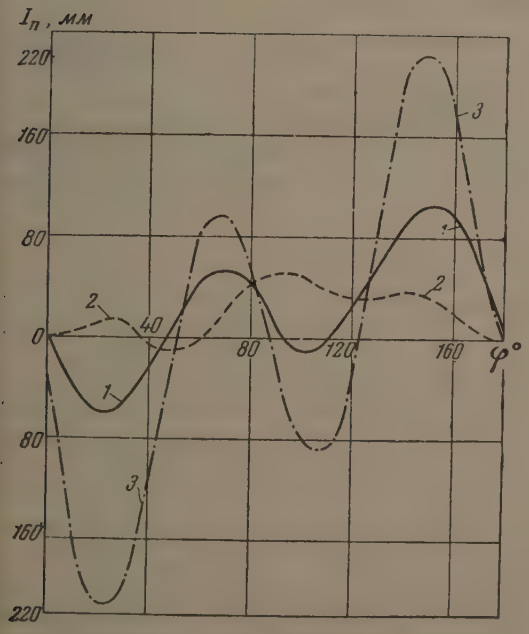


Рис. 5

Рис. 5. Анизотропность холоднокатаной динамной стали с 1,35% Si (лист толщиной 0,35 мм) после отжига: *1*—при 850° с выдержкой 24 часа в защитном газе, *2* — при 1120° с выдержкой 22 часа в вакууме при остаточном давлении 40 ÷ 50 мм рт. ст., *3* — холоднокатаная трансформаторная сталь после отжига при 1100° с выдержкой 3 часа в вакууме. Ось абсцисс— угол поворота образца φ (в градусах)

Г. А. Зыкова. Отсюда видно, что индукция в слабых полях значительно повышается, а потери понижаются. Индукция же B_{25}, как это было установлено и раньше [4, 5], несколько понижается. В том же направлении изменяются свойства (кроме B_{25}) с повышением температуры нагрева до

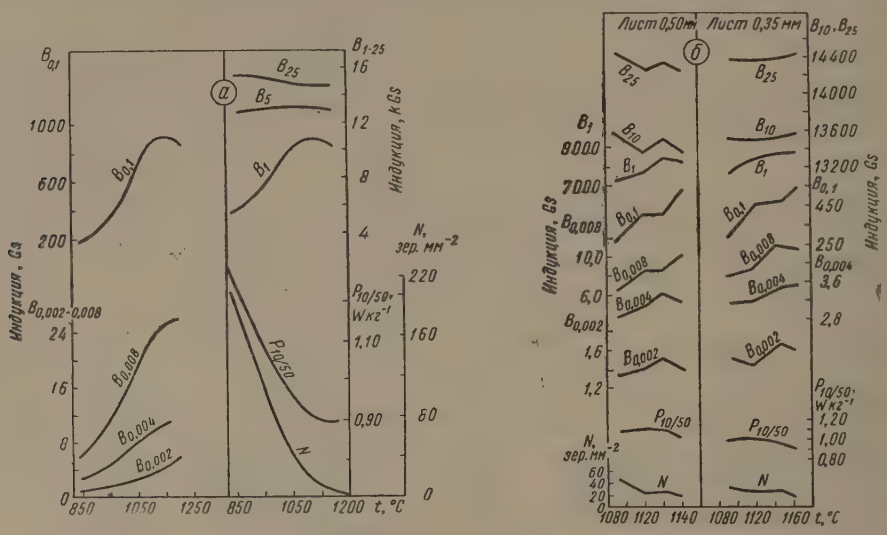


Рис. 6. Влияние температуры отжига на свойства горячекатаной трансформаторной стали: *а* — лист толщиной 0,35 мм; лабораторный отжиг в вакууме при остаточном давлении $1 \cdot 10^{-2}$ — $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. (Г. А. Зыков), *б* — цеховой отжиг в вакууме при остаточном давлении 40 — 50 мм рт. ст.

1160° после цехового отжига (рис. 6, *б*) при остаточном давлении 40—50 мм рт. ст. Однако абсолютные значения свойств, особенно в слабых полях, после лабораторного отжига значительно выше, что в данном случае в большой степени объясняется более сильным рафинирующим действием среды.

Цитированная литература

1. Меськин В. С., Лапкин Н. И., Физика металлов и металловедение, 1, вып. 1, 158 (1955).
2. Григоров К. В., Изв. АН СССР. Сер. физ. т. **11**, *6*, 679 (1947).
3. Pomp A., Wübbenhorst H. Stahl und Eisen, 62, *21* (1942).
4. Займовский А. С., Островский Е. П., Вестник электропромышленности, *9*, 34 (1933).
5. Трахтенберг Б. Ф., Физика металлов и металловедение, 1, вып. 1, 55 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. З. МИРЯСОВ и А. П. ПАРСАНОВ

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ СПЛАВОВ Mn — B

Нами исследовалась малоизученная система Mn—B. По этой системе имеется всего несколько работ [1—7], дающих противоречивые данные как по магнитным свойствам, так и по фазовому составу. Так, Бине дю Жассоне [2] говорит о наличии в этой системе только двух фаз — MnB и MnB_2, в то время как Кисслинг [7] утверждает о существовании четырех фаз Mn_4B, Mn_2B, MnB и Mn_3B_4, а наличие MnB_2 он вообще подвергает сомнению. Заключение Бине дю Жассоне [2] о том, что ферромагнетизм обусловлен в этой системе соединением MnB (16,6% $_{вес.}$ B), нельзя считать обоснованным и доказанным, так как для этого соединения он получил значительно меньшую намагниченность, чем для состава 13% $_{вес}$ B, для которого было получено максимальное значение намагниченности. Оксенфельд же [6] сообщает о появлении максимума намагниченности для состава примерно $Mn_{1,7}B$ (10,5% $_{вес}$B) и поэтому не считает MnB носителем ферромагнетизма в системе Mn—B. Никаких количественных данных, за исключением сообщения [5] о том, что для состава MnB в поле $H = 786$ Oe была получена индукция около 1830 Gs, $H_c = 30$ Oe, а точка Кюри $\theta = 260°$, в литературе не приводится.

Целью настоящей работы явилось исследование зависимости самопроизвольной намагниченности σ_0 и точки Кюри θ сплавов Mn—B от состава и определение условий появления ферромагнетизма в этой системе. Сплавы были приготовлены сплавлением Mn (чистота не менее 99,98%) и B (чистота не менее 99,3%) в высокочастотной индукционной печи в атмосфере аргона. Для получения более однородных по составу образцов слитки вновь переплавлялись и затем отжигались в вакууме при 980° в течение 10 час. с последующим сравнительно медленным охлаждением до комнатной температуры. От слитков можно было отделить монокристаллы, пригодные для рентгеновских исследований. Сплавы оказались весьма твердыми и хрупкими и не поддавались механической обработке. Химический анализ показал, что общее содержание Mn и B в различных сплавах колеблется между 99,60 и 99,98%. Намагниченность на единицу массы σ измерялась в широком диапазоне температур от 77°K до точки Кюри методом Саксмита [8], в котором используется однородное поле со слабым градиентом, создаваемым током, проходящим в одном направлении по двум параллельным медным лентам.

Для получения низких температур нами был сконструирован специальный термостат, через который пропускались с различной интенсивностью пары жидкого азота. Это давало возможность устанавливать любую температуру от комнатной до 110—120°K с точностью $\pm 0{,}5°$ и поддерживать эту температуру в течение времени, достаточного для производства измерений.

Предельная относительная ошибка в определении σ для большей части образцов колеблется от 0,7 до 0,4%, для образцов с малой намагниченностью она доходит до $\pm 2{,}0\%$. Точка Кюри измерялась на астатическом магнитометре в слабых полях по эффекту Гопкинсона, а также по ходу температурной зависимости электросопротивления и намагниченности в сильных полях.

Было изучено свыше 20 сплавов с содержанием бора от 5 до 52,7%. * Сплавы, содержащие от 5 до 33%$_{ат}$ B, оказались неферромагнитными как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота и поэтому не будут здесь рассматриваться. Для дальнейшего исследования было оставлено 14 образцов, состав которых указан в таблице.

Значения самопроизвольной намагниченности σ_0 при 0° для сплавов MnB различных составов

№	%вес. B	%ат B	σ_0	№	%вес B	%ат B	σ_0
1	9,10	33,7	2,02	8	13,92	45,1	88,0
2	9,46	34,6	5,38	9	14,51	46,3	103,0
3	9,86	35,7	6,14	10	15,38	48,0	120,0
4	10,31	36,9	11,40	11	16,02	49,2	135,3
5	10,70	37,8	21,4	12	17,27	51,5	137,6
6	12,5	42,0	56,0	13	17,5	51,9	136,0
7	13,26	43,7	75,4	14	18,0	52,7	134,0

Намагниченность достигала своего предельного значения в полях 13000—14000 Oe, что позволило принимать это значение за намагниченность насыщения σ_s. Температурная зависимость σ_s от комнатной темпе-

Рис. 1. Зависимость намагниченности насыщения σ_s от температуры T, °K(*1*) и от T^2 (*2*) сплава Mn — B с содержанием B 48,0 %$_{ат}$

ратуры до 77°K для одного из образцов показана на рис. 1. Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую $\sigma_s = \sigma_0 (1 - aT^2)$; самопроизвольная намагниченность σ_0 определялась экстраполяцией этой прямой к 0°K. Аналогичная зависимость намагниченности насыщения σ_s от T имеет место и для других образцов.

На рис. 2 приводится зависимость самопроизвольной намагниченности σ_0 от состава образца. Из приведенной кривой видно, что крутой линейный рост σ_0 начинается в районе 37% B и максимум достигается при 50% B. С дальнейшим увеличением содержания бора самопроизвольная намагниченность уменьшается.

Ход изменения магнитной восприимчивости α от температуры в поле 54,6 Oe, величина которого подбиралась с расчетом получения наибольшего эффекта, показан на рис. 3. По оси ординат отложено отклонение

* В дальнейшем всюду, где приводятся данные о составе сплавов, содержание компонентов дается в атомных процентах.

стрелки магнитометра α (в миллиметрах шкалы), пропорциональное восприимчивости. Все исследованные образцы дают расплывчатый горб в районе 220—240°. Для образцов, содержащих более 37% B, наблюдается второй резкий максимум, положение которого можно указать с точностью $\pm$ (1—2°) (рис. 3, кривая *1*); этот максимум в зависимости от концентрации бора появляется в районе 285—293°. Образцы с концентрацией бора 37% и ниже дают при этих температурах излом кривой $\alpha(T)$ (рис. 3, кривая *2*).

Температурного гистерезиса на кривой $\alpha(T)$ не наблюдалось; помимо этого, закалка от 570° и от 980° в воду не изменила характера зависимости $\alpha(T)$, что указывает на отсутствие в данном интервале температур каких-либо фазовых превращений, влияющих на магнитные свойства. Ход температурного коэффициента электрического сопротивления

$$\frac{dR}{dT}(T)$$

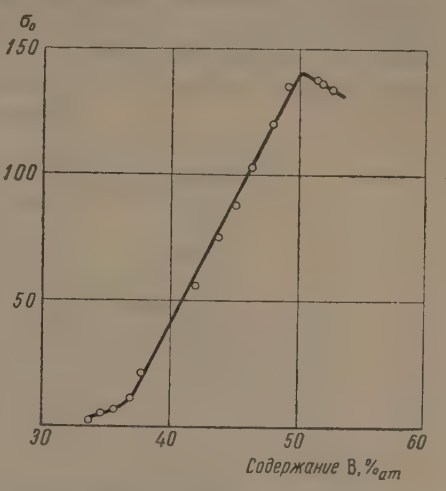


Рис. 2. Зависимость самопроизвольной намагниченности σ_0 от содержания B в сплавах Mn — B

и намагниченности насыщения $\sigma_s(T)$ (рис. 4) в поле 7450 Oe никаких особенностей в районе 220—240° не показал, в то время как при температуре, соответствующей второму максимуму на кривой $\alpha(T)$ (рис. 3, кривая *1*), наблюдались изменения, характерные для магнитного превращения. Закалка от 570° и от 980° в воду и 10-часовой отжиг при 980° не изменили величины σ_s при комнатной температуре, что указывает, видимо, на образование в исследованных сплавах устойчивого состояния, которое не меняется от термообработки.

Наши данные рентгеновского и металлографического анализов указывают на существование в исследованной области концентраций четырех фаз, для двух из которых Mn_4B и Mn_2B был определен тип решетки и ее параметры на монокристаллах. Полученные результаты хорошо согласуются с данными Кисслинга [7], а не Бине дю Жассоне [2].

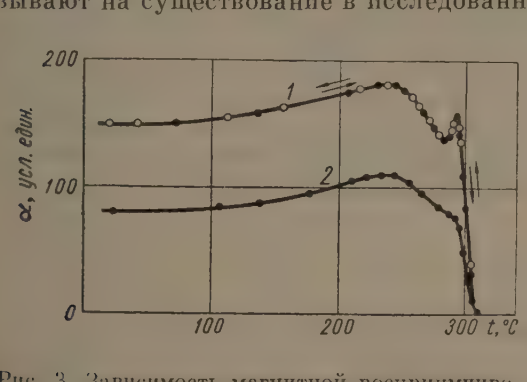


Рис. 3. Зависимость магнитной восприимчивости α от температуры у сплавов Mn—B с содержанием B 43,7 %ат (*1*) и 36,9 %ат (*2*)

Из приведенных данных видно, что в сплавах системы Mn—B с изменением концентрации B точка Кюри остается практически одной и той же и равна 289° $\pm$4. Это указывает на существование в этой системе одной ферромагнитной фазы, а именно, фазы состава MnB; расстояние между атомами марганца 2R для этой фазы, принадлежащей к структурному типу FeB, удовлетворяет условию положительности обменного интеграла Слетера $\left(\frac{R}{r} > 1{,}5\right)$, если диаметр незаполненной d-оболочки $2r$ принять равным 1,71 Å.

Горб на кривой $\alpha(T)$ (рис. 3) в районе 220—240° не является особенностью только данного сплава, и появление его, вероятно, связано с

процессами технического намагничивания, например, с обращением в нуль константы анизотропии K при данной температуре. Однако, использовав квазимонокристалл подходящих размеров состава 48% B и измерив на анизометре температурный ход механического момента, пропорционального константе анизотропии, мы не обнаружили никаких особенностей в районе 220—240°. Следовательно, появление горба в этом температурном интервале на кривой $\alpha(T)$ не обусловлено температурной

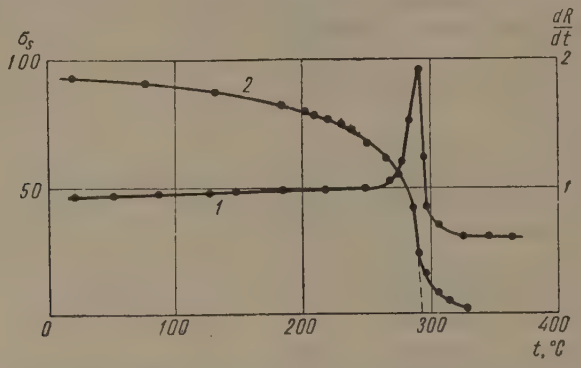


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента электрического сопротивления dR/dT (1) и намагниченности насыщения σ_s (2) у сплава Mn — B с содержанием B 43,7 %$_{ат}$

зависимостью K. Порядок величины K, оцененный по механическому моменту при комнатной температуре в поле 20000 Oe, равен $\sim 5 \cdot 10^6$ эрг см$^{-3}$.

Отсутствие заметного пика на кривых $\alpha(T)$ в точке Кюри для образцов, содержащих меньше 37% B, объясняется, по-видимому, малым количеством ферромагнитной фазы MnB в этой области концентраций и характером ее распределения в неферромагнитной матрице.

Ферромагнетизм появляется в сплавах, содержащих более 33% B, когда начинает выделяться фаза MnB; намагниченность σ_0 достигает максимального значения для чистой фазы MnB и равна 140 ± 1 Gs см^3 г$^{-1}$ (рис. 2), что почти в 2,5 раза превышает величину σ_0 для Ni; средний атомный момент для MnB равен 1,65 μ_B. Индукция насыщения B_s для MnB при комнатной температуре (измеренная [7], плотность 6,45 г см$^{-3}$) составляет около 10 000 Gs при 0° K $B_s = 11\,300$ Gs. Имея большую константу анизотропии и высокое значение B_s, соединение MnB, видимо, может найти применение в качестве постоянного магнита.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Heusler F., Z. angew. Chem., **17**, 260 (1904).
2. Binet du Jassoneix A., Compt. Rend., **139**, 1209 (1904); **142**, 1336 (1906).
3. Wedekind E., Trans. Faraday Soc., **8**, 160 (1912).
4. Wedekind E., Ber. dtsch. Chem. Ges., **40**, 1259 (1907).
5. Weiss P., Foex G., Intl. Crit. Tables, **6**, 407 (1929).
6. Ochsenfeld R., Ann. Phys., **12**, 354 (1932).
7. Kiessling R., Acta Chem. scand., **4**, 146 (1950).
8. Sucksmith W., Clark C. A., Oliver D. J., Thompson J. E., Rev. Mod. Phys., **25**, 34 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

К. А. ПИСКАРЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ $NiO - ZnO - Fe_2O_3$

I. Точка Кюри и фазовый состав

1. Исследованию фазового состава системы $NiO - ZnO - Fe_2O_3$, выяснению вопроса о растворимости в стехиометрических Ni — Zn ферритах их компонентов NiO, ZnO и Fe_2O_3, а также установлению границ растворимости посвящено большое количество работ [1—9]. Различными авторами приводятся весьма противоречивые сведения о растворимости избыточных компонентов. Основным методом исследования, который применялся в указанных работах, был рентгеноструктурный анализ. В настоящей работе сделана попытка на основании закономерностей изменения точки Кюри и рентгеноструктурного анализа сделать выводы о фазовом составе системы.

Рентгеноструктурный анализ образцов производился А. П. Ерастовой.

2. Составы для исследования системы были выбраны по линиям, проходящим через вершины концентрационного треугольника и пересекающимися на линии 50% мол. Fe_2O_3. Составы, изображенные точками, лежащими на этих линиях (рис. 1), имеют постоянное отношение концентраций двух компонентов, которые обозначены на противолежащих вершинах треугольника. Ферромагнетики, соответствующие линии 50% мол. Fe_2O_3, представляют собой Ni — Zn ферриты стехиометрических (эквимолярных) составов и хорошо изучены.

Составы, отвечающие линиям, проходящим через вершину треугольника 100 % NiO, выраженные в молярных процентах исходных компонентов, могут быть представлены в следующем виде:

$$(100 - x)\,[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5\,Fe_2O_3] + x\,NiO, \qquad (1)$$

где x %мол — избыток NiO по отношению к стехиометрическому составу, указанному в квадратных скобках. Аналогично, составы с избытком ZnO и Fe_2O_3 — в виде формул

$$(100 - y)\,[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5\,Fe_2O_3] + y\,ZnO, \qquad (2)$$

$$(100 - z)\,[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5\,Fe_2O_3] + z\,Fe_2O_3, \qquad (3)$$

где y и z — соответственно молярный процент избытка ZnO и Fe_2O_3.

3. Образцы для исследования изготовлялись по технологии, принятой при производстве оксиферов. Эта технология обеспечивает наиболее полное протекание процессов ферритизации окислов, а также попадание в заданный состав с точностью $\pm 0{,}2\%$ [10]. Изготовленные образцы в виде колец с $d_{наруж} = 24$ мм и $d_{внутр} = 13$ мм спекались при одной из температур: 1110, 1240, 1320, 1375 и 1420°. После спекания образцы охлаждались медленно вместе с выключенной печью по режиму: от температуры спекания до 1100° по 100° в час, от 1100 до 900° по 80° в час, от 900 до 500° по 40° в час, от 500 до 200° по 20° в час; при 200° образцы вынимались из печи.

4. Для определения точек Кюри снимались кривые зависимости

индуктивности L образцов с обмотками из константановой проволоки от температуры через 10÷20° и при температурах, близких к точке Кюри, через 3—5°. Измерение индуктивности производилось на мосте Максвелла при частоте 1000 Hz и поле в катушке 5 mOe с точностью $\pm 0{,}2\%$. Кольцо с обмоткой помещалось в термостат, который позволял поддерживать любую заданную температуру в интервале $-80 \div 270°$ с точностью $\pm 1°$

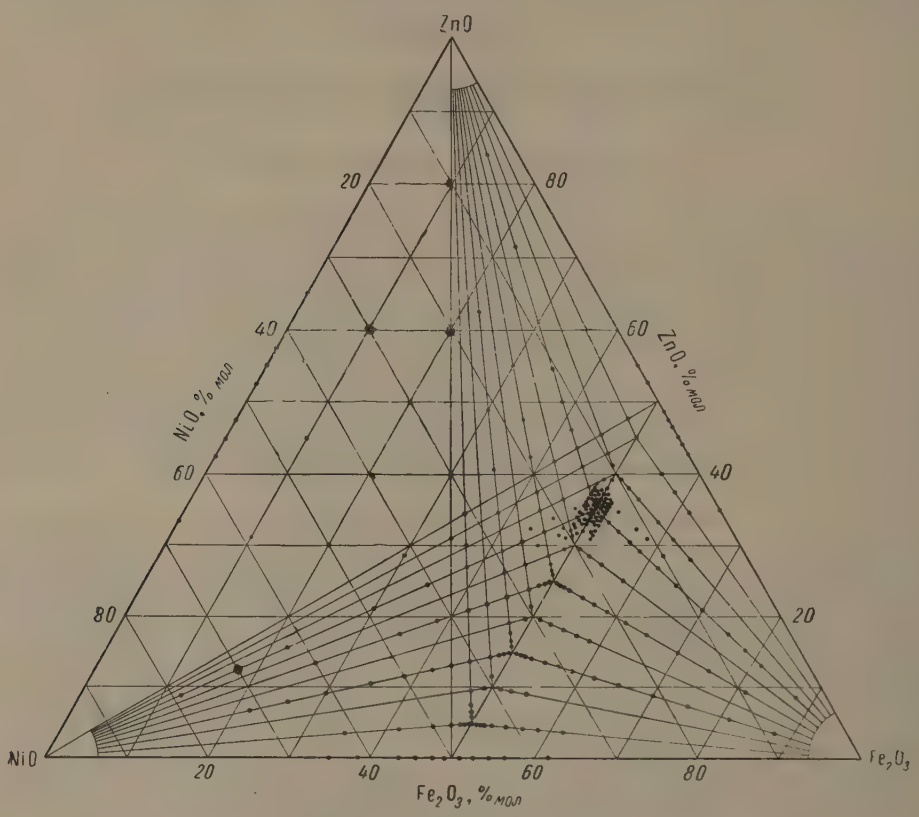


Рис. 1. Исследованные составы системы NiO — ZnO — Fe_2O_3

и в интервале 270 ÷ 600°— с точностью $\pm 3°$. За точку Кюри принималось значение температуры в точке пересечения касательной к наиболее крутой части спада L с осью температур. Точка Кюри определялась с точностью $\pm 3\%$.

5. На рис. 2 показаны кривые зависимости точки Кюри от содержания ZnO для образцов стехиометрического состава, спеченных при различных температурах *. Из кривых видно, что при содержании ZnO от 0 до 30% точка Кюри не зависит от температуры спекания образцов. При содержании $ZnO > 30\%$ кривые для температур спекания 1110, 1240 и 1320° также практически совпадают, а для температур спекания 1375 и 1420° по мере увеличения содержания ZnO все больше и больше расходятся и имеют более высокое значение точки Кюри, чем при температуре спекания 1320°. Вероятная причина роста точки Кюри при температурах спекания выше 1320° — улетучивание из Ni — Zn ферритов ZnO, что подтверждается проведенными анализами. На рис. 2 также показаны данные измерений точки Кюри Ni — Zn ферритов, полученные Потепе [11].

* Измеренные значения точки Кюри на графике рис. 2—5 не обозначены, они во всех случаях не отклоняются от проведенных кривых больше, чем на величину точности определения точки Кюри.

6. На рис. 3, 4 и 5 показана зависимость точки Кюри Ni—Zn ферритов от процентного содержания избытка NiO, ZnO и Fe_2O_3 в составе для образцов, спеченных при температуре 1320°. На этих графиках наблюдаются два вида зависимостей точки Кюри θ от избытка компонентов: первый вид — точка Кюри не меняется и второй вид — точка Кюри зако-

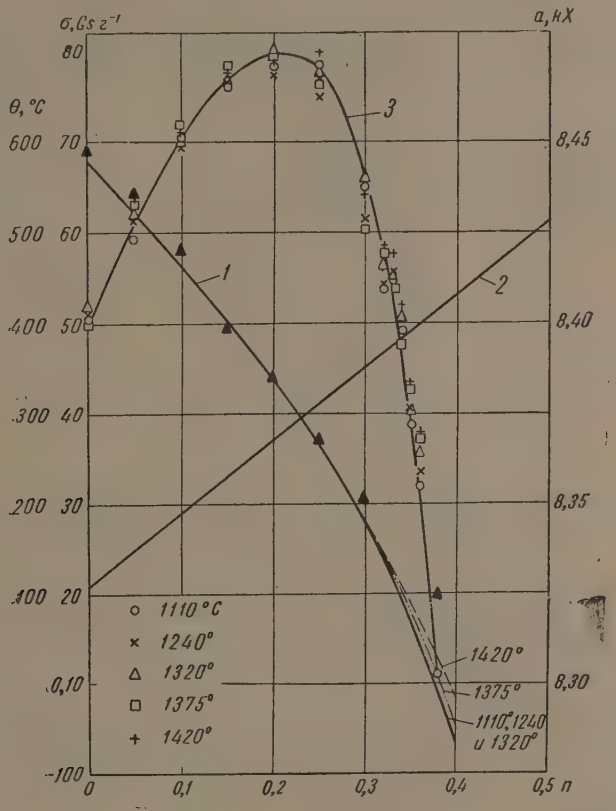


Рис. 2. Зависимости: *1* — точки Кюри θ, *2* — постоянной кристаллической решетки *a*, *3* — удельной намагниченности σ от содержания ZnO *n* в ферритах с составом шихты: $100\ [(0{,}5 - n)\ NiO + n\,ZnO + 0{,}5Fe_2O_3]$ при различной температуре спекания. Черные треугольники — значения точек Кюри по данным Потене [11]

номерно изменяется (возрастает или уменьшается). Если θ не изменяется при изменении содержания избыточного окисла, то очевидно, что состав ферромагнитной фазы остается неизменным и избыточный окисел присутствует в виде неферромагнитной фазы. Если θ изменяется, то возможны два случая: 1) избыток окисла образует твердый раствор с исходным Ni — Zn ферритом стехиометрического состава и 2) избыток двухвалентного окисла NiO или ZnO реагирует с Ni — Zn ферритом стехиометрического состава таким образом, что происходит образование Ni — Zn феррита с отношением NiO к ZnO, отличным от соотношения, которое было в исходном материале.

Большинство исследователей [1,3,4, 8, 9, 12, 13] считают, что двухвалентные окислы практически не растворимы в шпинельной фазе. Однако в работах Ван-Аркель и др. [2,14], Торопова и др. [6] есть указания на то, что Ni — Zn ферриты могут воспринимать в твердый раствор до 30% ZnO и до 15% NiO. Ввиду противоречивости сведений о растворимости двухвалентных окислов в шпинельной фазе, серия образцов Ni — Zn ферритов с избытком двухвалентных окислов была исследована рентгенографически для определения постоянной решетки шпинельной фазы. Предварительно

но у этих образцов была определена точка Кюри. Постоянные решеток Ni — Zn ферритов стехиометрического состава показаны на рис. 2 (кривая 2) [8, 9]. Если предположить, что двухвалентные окислы NiO и ZnO не входят в твердый раствор с Ni — Zn ферритом стехиометрического состава, а только изменяется соотношение NiO/ZnO в Ni — Zn феррите, то, зная точку Кюри образца нестехиометрического состава, можно, пользуясь рис. 2, определить состав ферромагнитной фазы и постоянную кри-

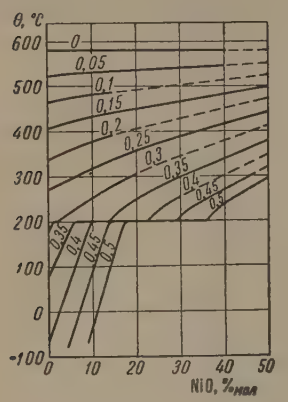


Рис. 3

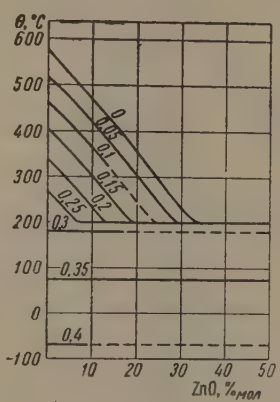


Рис. 4

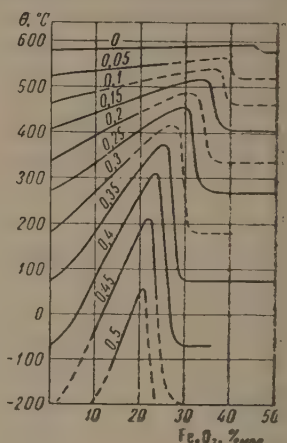


Рис. 5

Рис. 3. Зависимость точек Кюри θ от избытка NiO x в $\%_{мол}$ у ферромагнетиков с составом шихты $(100 - x)\,[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5Fe_2O_3] + x\,NiO$ при температуре спекания 1320°. Значения n указаны у кривых

Рис. 4. Зависимость точки Кюри θ от избытка ZnO y в $\%_{мол}$ у ферромагнетиков с составом шихты $(100 - y)\,[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5Fe_2O_3] + y\,ZnO$ при температуре спекания 1320°. Значения n указаны у кривых

Рис. 5. Зависимость точки Кюри θ от избытка Fe_2O_3 z в $\%_{мол}$ у ферромагнетика с составом шихты: $(100 - z)\,[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5Fe_2O_3] + z\,Fe_2O_3$ при температуре спекания 1320°. Значения n указаны у кривых

сталлической решетки. Если определенная по точке Кюри (при помощи рис. 2) постоянная решетки совпадает с постоянной решетки ферромагнитной фазы, определенной рентгенографически на образце нестехиометрического состава, то, следовательно, состав ферромагнитной фазы испытуемого образца и состав, определенный по точке Кюри, одинаковы. У серии исследованных образцов с избытком NiO и ZnO с резко различным составом постоянные решеток, определенные по точке Кюри и рентгенографически, совпадают и лежат в пределах точности измерения постоянной решетки ($\pm 0{,}001$ kX). Таким образом было установлено, что избыток двухвалентных окислов не входит в твердый раствор с Ni — Zn ферритом, а только изменяется соотношение NiO и ZnO по сравнению с тем соотношением, которое было у исходного Ni — Zn феррита.

Рентгеноструктурный анализ показал, что NiO и ZnO образуют ограниченный твердый раствор. При увеличении содержания ZnO в NiO от 0 до 38 % при температуре спекания образцов 1320° на рентгенограммах присутствуют только линии NiO (галита), а постоянная решетки увеличивается от 4,17 до 4,21 kX, т. е. имеем твердые растворы ZnO в NiO. При содержании ZnO>38% постоянная решетки галита не меняется и появляются линии, характерные для ZnO, т. е. имеем две фазы — твердый раствор ZnO в NiO с отношением

$$\frac{NiO}{ZnO} = 1{,}63 \text{ и ZnO.}$$

На рис. 6, по данным рис. 3, 4 и 5, проведены линии через составы, имеющие равное значение точки Кюри. По характеру зависимостей точки Кюри от состава левую часть диаграммы можно разделить на три области: область *I*, ограниченную ломаной *ABCA*, область *II* — ломаной *ADBA* и область *III* — ломаной *AOEFA*. Обозначим шихтовый молярный процент Fe_2O_3, NiO и ZnO соответственно через *A*, *B* и *C*, и молярный процент количества Fe_2O_3, NiO и ZnO, вошедших в состав ферромагнитной фазы, через A_I B_I C_I. В части тройной диаграммы, отвечающей составам

с содержанием Fe_2O_3 меньше 50%, на образование ферромагнитной фазы расходуется вся окись железа ($A - A_1$) и равная ей часть двухвалентных окислов. Остаток двухвалентных окислов ($B + C - A$) идет на образование неферромагнитных фаз. Анализ линий θ (рис. 3 и 4), проходящих через область I, показывает, что оксидные ферромагнетики, имеющие точку Кюри ниже 200°, образуются по следующему правилу: $A_I = A$; $B_I = B$ и $C_I = A - B$, т. е. вся закись никеля входит в состав ферромагнитной

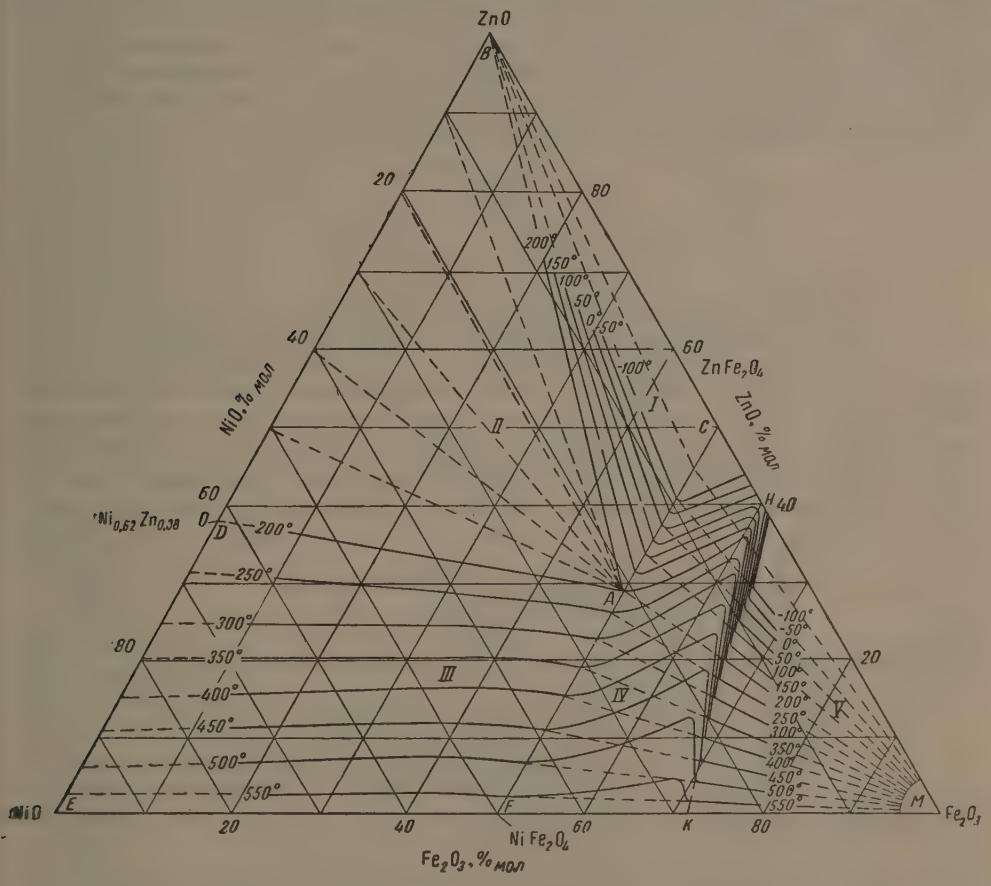


Рис. 6. Точки Кюри ферромагнетиков системы NiO — ZnO — Fe_2O_3. Температура спекания 1320°

фазы. Часть ZnO, не вошедшая в состав ферромагнитной фазы, присутствует в виде неферромагнитной фазы. Ее количество равно: $C - C_I = B + C - A$. Таким образом, избыток ZnO не входит в твердый раствор с Ni — Zn ферритом и не вызывает изменения соотношения NiO/ZnO в исходном Ni — Zn феррите, если его точка Кюри ниже 200° или, что то же, если содержание ZnO в Ni — Zn феррите больше 29%. Избыток NiO в Ni — Zn ферритах, имеющих точку Кюри ниже 200°, вызывает рост точки Кюри почти по линейному закону. Это объясняется тем, что весь избыток NiO идет на образование ферромагнитной фазы, а свободной остается окись цинка, по количеству равная избытку NiO, т. е. происходит как бы вытеснение ионов цинка ионами никеля в Ni — Zn феррите исходного состава. В области I всегда бывают две фазы: одна ферромагнитная переменного состава со структурой шпинели, представляющая собой Ni — Zn феррит стехиометрического состава, и одна неферромагнитная фаза, представляющая собой окись цинка. Если общий вес ферромагнетика равен 100% и весовой процент ферромагнитной фазы в области I

равен K_I, то

$$K_I = \frac{AM_A + BM_B + (A-B)M_C}{AM_A + BM_B + CM_C} \cdot 100\,\%,$$

где M_A, M_B, M_C — молярные веса Fe_2O_3, NiO и ZnO. Количество неферромагнитной фазы равно $100 - K_I$.

У составов, отвечающих части *II* тройной диаграммы, точка Кюри ферромагнетиков не изменяется при изменении состава (горизонтальные части кривых рис. 3 и 4) и при температуре спекания образцов 1320° равна 200°. Следовательно, не изменяется и состав ферромагнитной фазы; он равен составу Ni — Zn феррита с 29% ZnO. При образовании ферромагнитной фазы в оксидных ферромагнетиках, отвечающих части *II* тройной диаграммы, выполняются два условия:

$$B_I + C_I = A$$

и

$$\frac{B_I}{C_I} = \text{const} = \frac{21}{29} = 0{,}72.$$

Не вошедшие в состав ферромагнитной фазы NiO и ZnO образуют твердый раствор с отношением $\frac{\text{NiO}}{\text{ZnO}} = 1{,}63$. Составы, отвечающие части *II* тройной диаграммы, имеют отношение количеств NiO к ZnO, не вошедших в состав ферромагнитной фазы, всегда меньше 1,63, поэтому здесь всегда будут две неферромагнитных фазы: первая представляет собой предельный твердый раствор ZnO в NiO (состава $Ni_{0,62}\,Zn_{0,38}\,O$) и вторая — свободная ZnO. Весовое количество ферромагнитной фазы в области *II* равно:

$$K_{II} = \frac{AM_A + 0{,}42\,AM_B + 0{,}58\,AM_C}{AM_A + BM_B + CM_C} \cdot 100\,\%,$$

количество галитной фазы ($Ni_{0,62}\,Zn_{0,38}\,O$)

$$K_{II}^{\text{г}} = \frac{(B - 0{,}42A)\,M_B + \frac{1}{1{,}63}(B - 0{,}42A)\,M_C}{AM_C + BM_C + CM_C} \cdot 100\,\%,$$

и количество свободной окиси цинка:

$$100 - K_{II} - K_{II}^{\text{г}}.$$

Точка Кюри оксидных ферромагнетиков по составам, отвечающим области *III* тройной диаграммы, при увеличении избытка ZnO понижается, а при увеличении избытка NiO увеличивается, т. е. как избыток NiO, так и избыток ZnO изменяют соотношение NiO / ZnO в исходном Ni — Zn феррите. Анализ кривых рис. 3 и 4 в области *III* показывает, что приближенно количества NiO и ZnO, вступающие в состав ферромагнитной фазы, пропорциональны количествам NiO и ZnO в шихтовом составе, т. е. $B_I = \alpha B$ и $C_I = \alpha C$, где α — коэффициент, определяемый из соотношения: $\alpha = \frac{A}{B + C}$. Более точно количества B_I и C_I могут быть определены при помощи рис. 2, если известна точка Кюри исследуемого оксидного ферромагнетика. Молярные проценты NiO и ZnO, не вошедших в состав ферромагнитной фазы, будут равны: $B - B_I = B - \frac{AB}{B + C}$ и $C - C_I = C - \frac{AB}{B + C}$. Отношение $\frac{B - B_I}{C - C_I} = \frac{B}{C}$ в составах области *III* всегда больше 1,63, следовательно, в составах, отвечающих области *III*, присутствует одна неферромагнитная фаза, представляющая собой твердый раствор ZnO в NiO со структурой галита.

Количество ферромагнитной фазы K_{III} определяется из уравнения:

$$K_{III} = \frac{AM_A + \frac{AB}{B+C} M_B + \frac{AC}{B+C} M_C}{AM_A + BM_B + CM_C} \cdot 100\%.$$

Количество неферромагнитной фазы равно

$$100 - K_{III}.$$

Рассмотрим два случая взаимодействия никель-цинковых ферритов стехиометрического состава с избытком NiO и ZnO по мере их увеличения.

1-й случай. Имеем исходный Ni — Zn феррит состава $Ni_{0,2}$ $Zn_{0,8}$ Fe_2O_3 (кривая $n = 0,4$ на рис. 3). При избытке NiO от нуля примерно до 9,5% закись никеля взаимодействует с Ni — Zn ферритом таким образом, что весь избыток NiO входит в состав Ni — Zn феррита, а равное ему количество ZnO вытесняется из Ni—Zn феррита. Точка Кюри при этом возрастает до 200° в соответствии с ее изменением для стехиометрических составов при увеличении содержания NiO (рис. 2). При дальнейшем увеличении избытка NiO взаимодействия ее с Ni—Zn ферритом не происходит. Начинается другой процесс — процесс образования галитной фазы. Закись никеля вступает в соединение с окисью цинка, образуя твердый раствор ZnO в NiO с отношением $\frac{NiO}{ZnO} = 1,63$. По мере увеличения избытка NiO количество ZnO (ранее вытесненного из Ni — Zn феррита) уменьшается, а количество $Ni_{0,62}$ $Zn_{0,38}$ O увеличивается. Наконец, при избытке NiO, равном примерно 23%, вся окись цинка израсходована на образование галитной фазы. При увеличении избытка NiO от 9,5 до 23% изменения состава ферромагнитной фазы не происходит. Точка Кюри постоянна. При увеличении избытка закиси никеля свыше 23% снова начинается процесс взаимодействия закиси никеля с Ni — Zn ферритом. Закись никеля начинает снова вытеснять из состава Ni — Zn феррита окись цинка, но ZnO замещается только частью NiO; вторая его часть вступает в соединение с вытесненной окисью цинка, образуя галитную фазу. В составе ферромагнитной и галитной фаз отношение NiO/ZnO все время увеличивается, точка Кюри растет в соответствии с ее изменением для стехиометрических составов.

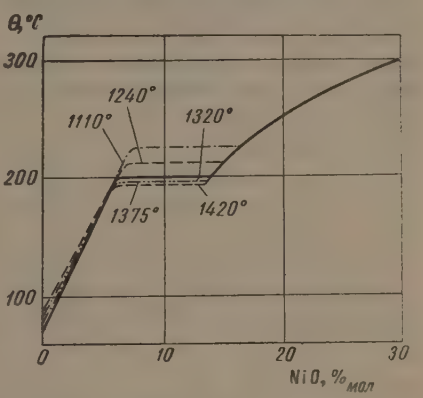


Рис. 7. Зависимость точки Кюри θ от избытка NiO x в $\%_{мол}$ у ферромагнетиков с составом шихты $(100-x)$ $[(0,5-n)$ NiO $+ n$ ZnO $+ 0,5Fe_2O_3] + x$ NiO при $n = 0,35$. Температура спекания указана у кривых

2-й случай. Имеем исходный Ni — Zn феррит состава $Ni_{0,7}$ $Zn_{0,3}$ Fe_2O_4 (кривая $n = 0,15$ рис. 4). При избытке ZnO от нуля до 19% окись цинка взаимодействует с исходным Ni — Zn ферритом таким образом, что часть избыточной окиси цинка замещает в Ni — Zn феррите закись никеля. Вытесненная закись никеля вступает в соединение со свободной окисью цинка, образуя галитную фазу (Ni, Zn)O. По мере увеличения избытка ZnO отношение NiO/ZnO в ферромагнитной фазе уменьшается, точка Кюри понижается до 200° в соответствии с зависимостью точки Кюри от содержания ZnO для Ni — Zn ферритов стехиометрического состава (рис. 2). Отношение NiO/ZnO в галитной фазе уменьшается и становится равным 1,63 при избытке ZnO = 19%. Дальнейшее увеличение не изменяет состава как ферромагнитной (шпинельной) фазы, так и неферромагнитной (галитной) фазы. В составе ферромагнетика при избытке ZnO > 19% появ-

ляется третья фаза — ZnO, количество которой все больше и больше увеличивается по мере увеличения избытка ZnO.

Выше были рассмотрены зависимости точки Кюри от состава образцов, спеченных при 1320°. Аналогичные зависимости могли бы быть построены для образцов, спеченных при температурах 1110, 1240, 1375 и 1420°. Но в этом нет необходимости, так как точки Кюри составов, соответствующих областям тройной диаграммы *I* и *III*, не зависят от температуры спекания образцов и, во всяком случае, лежат в пределах точности измерения точки Кюри (за исключением случаев диссоциации Ni — Zn ферритов и улетучивания ZnO из состава при температурах спекания выше 1320°). Точка Кюри составов, соответствующих области *II* тройной диаграммы, с ростом температуры спекания закономерно понижается, что хорошо видно на приведенном графике рис. 7. Понижение точки Кюри составов области *II* с ростом температуры спекания, вероятно, связано с тем что растворимость ZnO в NiO галитной фазы зависит от температуры спекания.

7. Составы Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 отвечают правой части тройной диаграммы. На рис. 5 показана зависимость точки Кюри Ni — Zn ферритов от содержания в составе избытка Fe_2O_3 после спекания образцов при 1320°. Точка Кюри по мере увеличения избытка Fe_2O_3 возрастает, проходит через максимум и круто падает до первоначального значения (до значения, соответствующего избытку Fe_2O_3, равному нулю) и далее не изменяется.

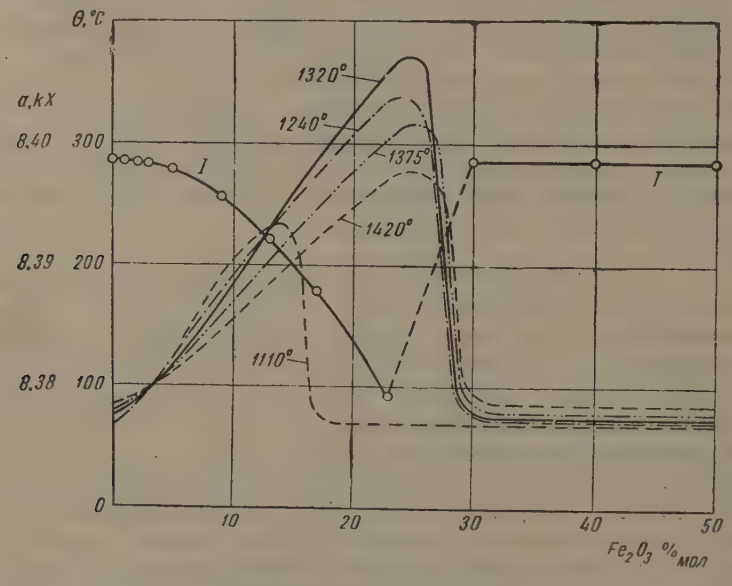


Рис. 8. Зависимость точки Кюри θ от избытка Fe_2O_3 z в %мол у ферромагнетиков с составом шихты $(100 - z)[(0{,}5 - n)\,NiO + n\,ZnO + 0{,}5Fe_2O_3] + z\,Fe_2O_3$ при $n = 0{,}35$. Температура спекания указана у кривых. Кривая *I* — зависимость постоянной кристаллической решетки a, в kX, шпинельной (ферромагнитной) фазы от избытка Fe_2O_3 для образцов, спеченных при 1320°

Зависимость точки Кюри Ni — Zn ферритов от избытка Fe_2O_3 при температурах спекания 1110, 1240, 1320, 1375 и 1420° показана для одного из разрезов тройной диаграммы на рис. 8.

Серия образцов с избытком Fe_2O_3 состава $(100\text{-}z)[0{,}15\,NiO + 0{,}35\,ZnO + 0{,}5\,Fe_2O_3] + z\,F_2O_3$, спеченных при температуре 1320°, была исследована рентгенографически. На рентгенограммах с образцов, содержащих избыток Fe_2O_3 меньше 30%, присутствуют только линии, характерные для шпинели, и постоянная решетка шпинели уменьшается по мере увеличения избытка Fe_2O_3 (кривая *I* рис. 8), т. е. здесь мы имеем твердый раствор окиси железа и Ni — Zn феррита. При избытке Fe_2O_3 больше 30% постоянная решетки шпинели равна постоянной решетки исходного Ni—Zn феррита и присутствуют линии, характерные для α-Fe_2O_3. Аналогичные зависимости постоянной кристаллической структуры при увеличении избытка Fe_2O_3 наблюдаются для всех разрезов тройной диаграммы (рис. 1). Таким образом, имеется полное соответствие между закономерностями изменения точки Кюри и постоянной кристаллической решетки.

Из зависимостей точки Кюри от избытка Fe_2O_3, показанных на рис. 5 и 8, и закономерностей изменения постоянной решетки, показанной на рис. 8, можно сделать вывод, что Fe_2O_3 при содержании избытка до 20—45% (в зависимости от содержания ZnO в Ni — Zn феррите) образует твердый раствор с Ni — Zn ферритом стехиометрического состава, а при избытке Fe_2O_3 больше 20—45% совершенно не реагирует с исходным Ni — Zn ферритом. Таким образом, твердый раствор между Ni — Zn ферритом и окисью железа может существовать только до вполне определенного содержания избытка Fe_2O_3. Дальнейшее небольшое увеличение избытка Fe_2O_3 приводит к распаду твердого раствора на исходный Ni — Zn феррит стехиометрического состава и α-Fe_2O_3.

Для системы, находящейся в термодинамическом равновесии при переходе из однофазной области в двухфазную, свойства должны изменяться непрерывно. В рассмотренных же выше случаях как раз наблюдается обратная картина: свойства при переходе в двухфазную область изменяются скачком, что противоречит законам термодинамического равновесия. Единственное объяснение обнаруженных несоответствий с законами фазовых равновесий может быть сделано, если предположить, что твердый раствор Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 представляет собой метастабильную фазу. Известно, что метастабильное состояние может продолжаться сколь угодно долго. Действительно, свойства магнитных материалов, изготовляемых на основе твердых растворов Ni — Zn ферритов с Fe_2O_3 являются вполне устойчивыми. Термодинамическое равновесие устанавливается тем быстрее, чем меньше объем тела, так как возрастание поверхности вещества увеличивает способность его к стабилизации. Поэтому для выяснения вопроса, является ли твердый раствор Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 метастабильной фазой, по рекомендации Б. Г. Лившица был проделан следующий эксперимент: образцы, содержащие в твердом растворе избыток Fe_2O_3, были растерты в порошок и из порошка спрессованы кольца. Кольца были нагреты при 800° в течение 3 час и испытаны для определения точки Кюри. Во всех случаях избыток Fe_2O_3 выпал из твердого раствора — точка Кюри понизилась и стала равна точке Кюри исходных Ni — Zn ферритов. Таким образом было установлено, что твердый раствор Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 представляет собой метастабильную фазу.

Авторы работ, посвященных рассматриваемому вопросу, считают, что образование твердого раствора Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 возможно только в том случае, если окись железа входит в твердый раствор в γ-модификации [1—9, 11]. Действительно, постоянная кристаллической структуры твердых растворов Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 всегда меньше, чем у соответствующих Ni — Zn ферритов стехиометрического состава. Уменьшение постоянной решетки в данных случаях может быть объяснено только тем, что образовываются твердые растворы с Fe_2O_3 в γ-модификации, так как постоянная решетки γ-Fe_2O_3 равна 8,32 кХ, а постоянная решетки Ni — Zn ферритов лежит в пределах от 8,328 до 8,427 (рис. 2).

Известно, что кубическая модификация окиси железа γ-F_2O_3 весьма неустойчива в чистом виде. При температуре около 300° она необратимо превращается в ромбоэдрическую модификацию окиси железа α-Fe_2O_3. Но, будучи неустойчивой в чистом виде, γ-Fe_2O_3 может входить в твердые растворы с металлическими окислами.

Распад твердого раствора окиси железа и Ni — Zn феррита в случаях, когда содержание Fe_2O_3 больше вполне определенного значения, может быть объяснен следующим образом. Предположим, что окись железа в γ-модификации существует при высоких температурах; тогда ввиду несовершенного изоморфизма между Ni — Zn ферритом и γ-Fe_2O_3 твердые растворы этих двух веществ подчинились бы закономерностям, присущим системам с ограниченной растворимостью. Но, ввиду того, что γ-Fe_2O_3

при высоких температурах необратимо превращается в α-Fe_2O_3, термодинамическое равновесие между двумя фазами (твердым раствором γ-Fe_2O_3 в Ni — Zn феррите и α-Fe_2O_3) нарушается, что и приводит к распаду твердого раствора на Ni — Zn феррит и γ-Fe_2O_3. Выпавшая из твердого раствора γ-Fe_2O_3 превращается в α-Fe_2O_3. Область твердых растворов Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3 показана на тройной диаграмме (фиг. 6), обозначена цифрой *IV* и ограничена ломаной *HCFK* и пунктирной кривой *KH*.

В области V, ограниченной ломаной *HMK* и пунктирной кривой *KH* тройной диаграммы (фиг. 6) расположены составы, имеющие одну ферромагнитную фазу и одну неферромагнитную. Состав ферромагнитной фазы оксидных ферромагнетиков этой области таков же, как и у исходных Ni — Zn ферритов. Неферромагнитная фаза представляет собой α-Fe_2O_3. Количество ферромагнитной фазы в области *V* равно:

$$K_V = \frac{(B+C)M_A + BM_B + CM_C}{AM_A + BM_B + CM_C} \cdot 100\ \%.$$

8. Фазы системы NiO — ZnO — Fe_2O_3, находящиеся в термодинамическом равновесии, соединены пунктирными линиями — коннодами (рис. 6), пользуясь которыми легко может быть определен состав фаз и их количество. В областях *I*, *III* и *V* конноды совпадают с линиями равного значения точки Кюри. При более быстром или более медленном охлаждении образцов, чем это было при выполнении настоящей работы, или при спекании образцов в иных условиях весьма вероятно смещение границ фаз и появление новых. Особенно это касается Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3.

Остался невыясненным вопрос о растворимости небольших количеств (до 1%) NiO и ZnO в Ni — Zn ферритах стехиометрического состава, Ni — Zn ферритов в исходных компонентах и NiO в ZnO, которые могут вызывать небольшие изменения точки Кюри и постоянной кристаллической решетки, лежащие в пределах точности их измерений.

II. Начальная магнитная проницаемость и удельная намагниченность

1. Ниже приведены зависимости начальной магнитной проницаемости μ_a и удельной намагниченности σ ферромагнетиков системы NiO—ZnO—Fe_2O_3, подтверждающие закономерности изменения состава ферромагнитной фазы, установленные на основании закономерностей изменения точки Кюри и рентгеноструктурного анализа.

Составы для исследования μ_a и σ, технология изготовления образцов, температуры их спекания были те же, что и при исследовании точки Кюри. Образцы для определения начальной магнитной проницаемости изготавливались в виде колец размером: $d_{\text{наруж}}=24$ мм, $d_{\text{внутр}}=13$ мм, и для определения намагниченности и плотности — в виде брусков размером $35\times10\times10$ мм^3.

2. Начальная магнитная проницаемость измерялась на мостике Максвелла. За μ_a принималась проницаемость, вычисленная из индуктивности кольца с обмоткой, причем индуктивность была измерена на частоте 1000 Hz и поле 3 mOe.

Намагниченность *I* образцов измерялась при комнатной температуре и поле 5000 Oe в пермеаметре Неймана с точностью $\pm 7\%$. Удельная намагниченность (σ на грамм вещества) определялась по формуле:

$$\sigma = \frac{B-H}{4\pi d} = \frac{I}{d},$$

где d — кажущаяся плотность образцов.

3. Начальная магнитная проницаемость системы NiO — ZnO — Fe_2O_3 после спекания образца при температуре 1320° показана на рис. 9.

Данные измерений точки Кюри и рентгеноструктурного анализа показывают, что образование ферритов и их твердых растворов, при изготовлении образцов по технологии, принятой при производстве оксиферов, происходит в процессе изготовления порошков, т. е. заканчивается во

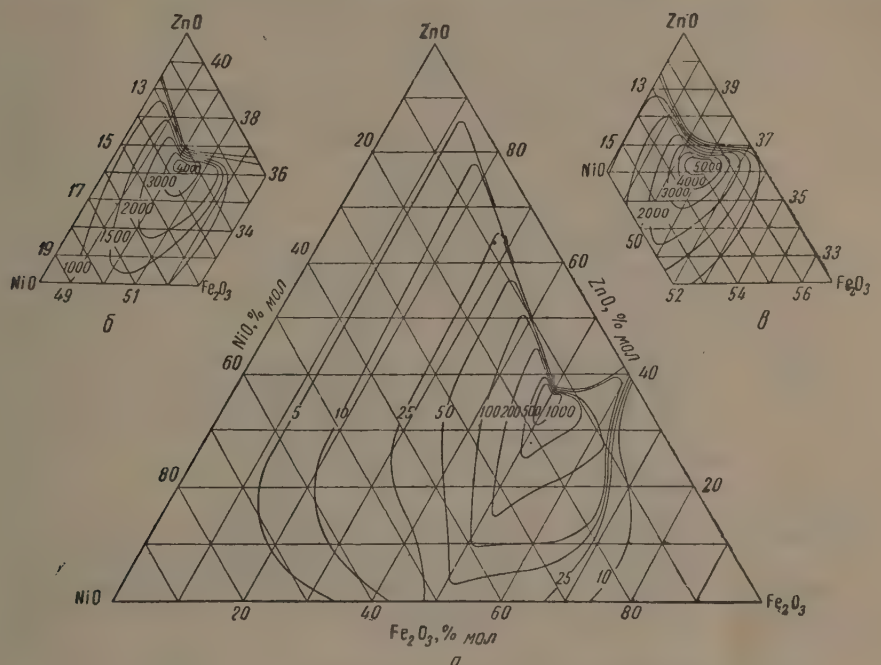


Рис. 9. Начальная магнитная проницаемость системы NiO — ZnO — Fe_2O_3. Цифры на кривых дают значения μ_a: *а* — температура спекания образцов 1320°; *б* — область высоких значений μ_a в увеличенном масштабе при температуре спекания 1320°, *в* — то же при температуре спекания 1375°

время отжига брикетов. При спекании деталей, спрессованных из этих порошков, происходит только их уплотнение за счет уменьшения пористости и воссоединения частиц (порошка) в однородную гомогенную массу. Поэтому возрастание начальной магнитной проницаемости с ростом температуры спекания деталей данного состава происходит главным образом за счет увеличения плотности материала и постепенной ликвидации границ между частицами.

Закономерности изменения μ_a при изменении шихтового состава ферромагнетиков (рис. 9) могут быть объяснены на основании закономерностей изменения состава ферромагнитной фазы. Действительно, составы ферромагнитных фаз ферромагнетиков, соответствующих линиям равного значения точки Кюри в областях *I*, *II*, *III* и *V* (рис. 6) не изменяются и равны составам соответствующих стехиометрических Ni — Zn ферритов. При увеличении избытка компонентов NiO, ZnO или Fe_2O_3 понижение μ_a в данных случаях объясняется только уменьшением количества ферромагнитной фазы, аналогично тому, как это наблюдается в магнитодиэлектриках при увеличении количества изоляционного материала (связки) [15, 16]. Расчет μ_a ферромагнетиков, соответствующих по составу областям *I*, *II*, *III* и *V*, по известным формулам не может быть произведен, так как неизвестен размер ферромагнитных частиц, их размагничивающий фактор, а также распределение ферромагнитных частиц в неферро-

магнитной составляющей. Ориентировочный подсчет дает более низкие значения μ_a, чем определенные экспериментально. Это, вероятно, объясняется тем, что в спеченных образцах имеются многочисленные контакты между ферромагнитными частицами.

Начальная магнитная проницаемость составов, соответствующих области *IV*, где имеется однородный твердый раствор Ni — Zn ферритов с

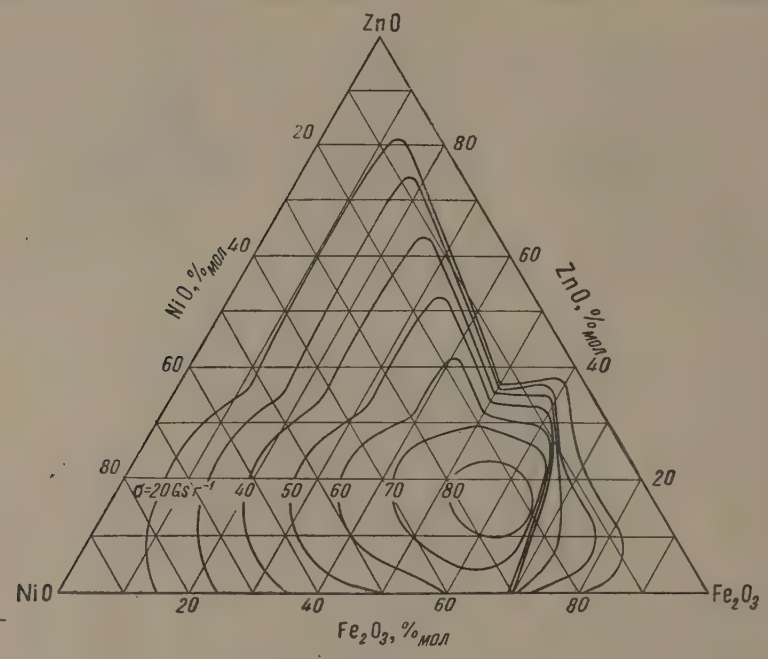


Рис. 10. Удельная намагниченность σ системы NiO — ZnO — Fe_2O_3. Температура спекания 1320°

избытком Fe_2O_3 в γ-модификации, имеет более высокие значения μ_a, чем соответствующие Ni — Zn ферриты с избытком NiO и ZnO. Оксидные ферромагнетики, отвечающие по составу этой области тройной диаграммы, представляют большой интерес с точки зрения изготовления магнитных материалов с особыми физическими свойствами. Действительно, указанные ферромагнетики имеют более высокие значения θ, σ, а также могут иметь меньшие значения коэффициентов потерь δ_n, δ_h и δ_f и меньшие значения температурного коэффициента начальной магнитной проницаемости по сравнению с соответствующими Ni — Zn ферритами стехиометрического состава. Рассмотрение этих зависимостей составов, соответствующих области *IV*, не входит в задачи настоящей статьи.

Смещение области высоких значений μ_a в сторону больших содержаний ZnO и Fe_2O_3 (рис. 9) при температурах спекания выше 1320° объясняется тем, что ZnO из твердого раствора при этих температурах частично улетучивается, что вызывает возрастание точек Кюри. Увеличение же μ_a с ростом температуры спекания объясняется увеличением плотности материала за счет уменьшения его пористости.

Гервей, Хегги и Леверенц [17] исследовали некоторые магнитные свойства системы NiO — ZnO — Fe_2O_3 после спекания образцов при 1400° и, в частности, начальную магнитную проницаемость и точки Кюри системы. При сравнении данных Гервея с нашими данными наблюдается некоторое расхождение в ходе кривых равного значения точки Кюри, особенно при больших избытках Fe_2O_3. Характер хода кривых равного значения μ_a [17] аналогичен зависимостям, приведенным на рис. 9; имеет-

ся только большое несоответствие в величинах μ_a, особенно в области высоких значений начальной магнитной проницаемости.

4. На тройной диаграмме рис. 10 проведены линии равного значения удельной намагниченности σ. Максимальное значение $\sigma \geqslant 80$ Gs на грамм

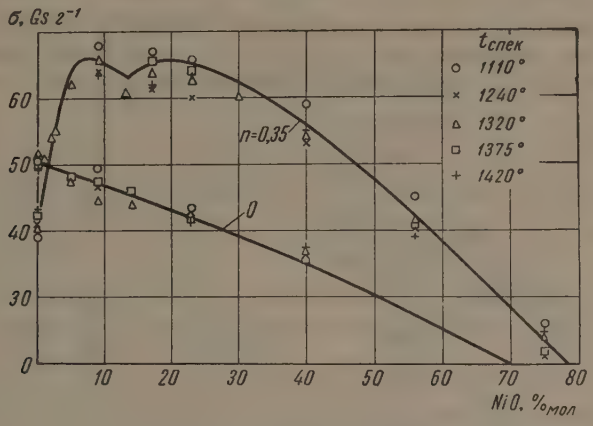


Рис. 11. Зависимость удельной намагниченности σ от избытка NiO x для ферромагнетиков с составом шихты $(100-x)$ $[(1-n)$ NiO $+ n$ ZnO $+ 0{,}5Fe_2O_3] + x$ NiO в $\%_{мол}$ при различных температурах спекания

(что соответствует $4\pi I \geqslant 5200$ Gs) имеют Ni — Zn ферриты, содержащие ZnO 15—20% и избыток Fe_2O_3 от 2 до 32%.

Для оксидных ферромагнетиков, отвечающих по составу областям *I*, *II*, *III* и *V* тройной диаграммы, можно определить состав ферромаг-

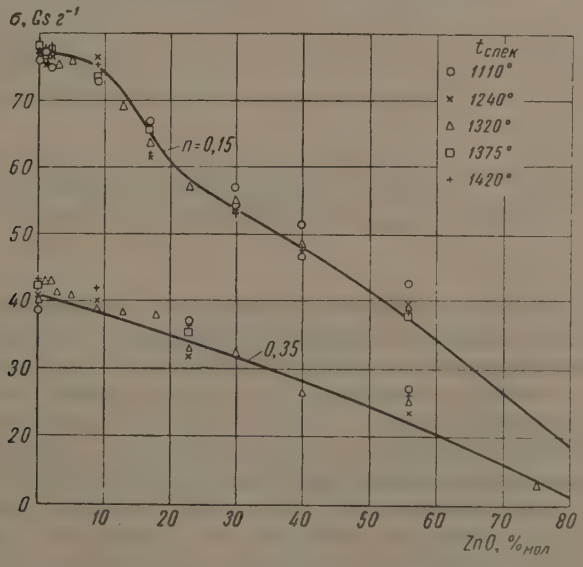


Рис. 12. Зависимость удельной намагниченности от избытка ZnO y для ферромагнетиков с составом шихты $(100-y)$ $[(1-n)$ NiO $+ n$ZnO $+ 0{,}5Fe_2O_3] + y$ ZnO в $\%_{мол}$ при различных температурах спекания

нитной фазы, а также ее количество. Зная состав ферромагнитной фазы, можно по графику рис. 2 определить и удельную намагниченность ферромагнитной фазы. Удельная намагниченность σ_1 ферромагнетика, содержа-

щего k% ферромагнитной фазы и (100-k)% неферромагнитной фазы, определяется из уравнения:

$$\sigma_i = \frac{\sigma k}{100}.$$

Расчетные значения σ, отвечающие некоторым разрезам тройной диаграммы, даны на графиках рис. 11, 12 и 13 сплошными линиями. Удельная намагниченность, определенная экспериментально, показана соот-

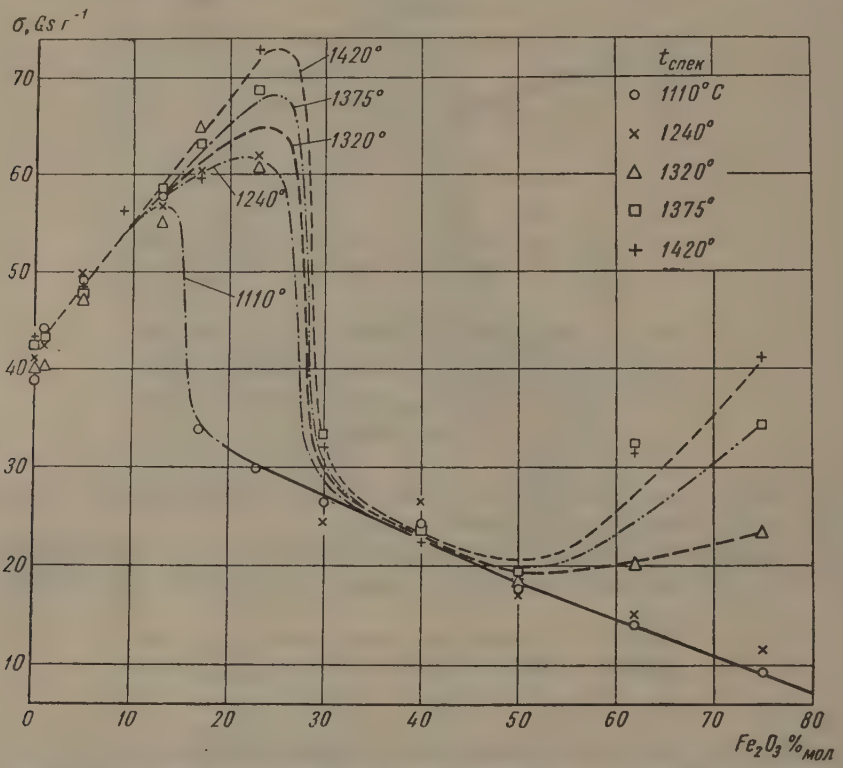


Рис. 13. Зависимость удельной намагниченности от избытка Fe_2O_3 z для ферромагнетиков, с составом шихты $(100-z)$ [0,15NiO + 0,35ZnO + + 0,5Fe_2O_3] + z Fe_2O_3 в $\%_{мол}$ при различных температурах спекания

ветствующими каждой температуре спекания значками и на рис. 13, кроме того, пунктирными линиями. Отклонение расчетных значений удельной намагниченности от экспериментальных для ферромагнетиков, отвечающих по составу областям *I*, *II* и *III* тройной диаграммы, после спекания при температурах от 1110 до 1420° в большинстве случаев не больше, чем точность ее определения. В области *V* тройной диаграммы расчетные и экспериментальные значения σ совпадают только для образцов, спеченных при температуре 1110 и 1240° (нижняя сплошная кривая рис. 11). При более высоких температурах спекания с увеличением содержания избытка Fe_2O_3 намагниченность возрастает. Это можно объяснить только тем, что окись железа (α-Fe_2O_3), присутствующая в виде неферромагнитной фазы, при температурах спекания выше 1240° частично превращается в магнетит $FeO \cdot Fe_2O_3$, который образует твердый раствор с ферромагнитной фазой (Ni — Zn-ферритом), что и вызывает возрастание удельной намагниченности.

Область *IV* тройной диаграммы отвечает твердым растворам Ni — Zn ферритов с избытком Fe_2O_3. Здесь характер зависимости σ аналогичен зависимостям точки Кюри от избытка Fe_2O_3, т. е., когда количество из-

бытка Fe_2O_3 таково, что происходит выпадание всего избытка Fe_2O_3 из твердого раствора, намагниченность резко падает по величине и становится равной расчетной удельной намагниченности.

5. Таким образом, закономерности изменения μ_a и σ при изменении состава подтверждают выводы о фазовом составе, сделанные на основании закономерностей изменения точки Кюри.

Цитированная литература

1. Krause O., Thiel W., Ber. Dtsch. Keramischen Ges., 15, 3 (1934).
2. Van-Arkel A., Verwey E., Van Bruggen M., Rec. tran. chem., 55, 331 (1936).
3. Герасимов Я. И., Булгакова Т. И., Симанов Ю. П., Ж. общ. химии, 18, 1, 154—164 (1948) и 19, 2, 219 (1949).
4. Торопов Н. А., Борисенко А. И., Докл. АН СССР, 62, 6 (1948); 71, 1 (1950); 76, 1 (1951).
5. Торопов Н. А., Борисенко А. И., Порай-Кошиц Е. А., Докл. АН СССР, 66, 5 (1949).
6. Торопов Н. А., Фрайденфельд Э. Ж., Рабкин Л. И., Эпштейн Б. Ш., Ж. техн. физ., 23, 9 (1953).
7. Feirweather A., Roberts F. F. and Welch A. J. E., Reports on Progress in Physics, 15, 142 (1952).
8. Ерастова А. П., Диссертация.— Ленингр. ин-т точной механики и оптики, 1955.
9. Ерастова А. П., Научно-техн. сб. НИИ МРТП, ОНТИ, *3*, 40 (1955).
10. Шольц Н. Н., Пискарев К. А., Научно-техн. сб. НИИ МРТП, ОНТИ, *2*, 54 (1954).
11. Потене Р., Сборник сокращенных переводов и рефератов иностранной периодической литературы «Проблемы современной физики», «Ферромагнетизм», вып. 6, 1954.
12. Tombs N. C., Watkins J., Proceedings of the JEE, 104, Part. B, 1957.
13. Гортер Е. В., Усп. физ. наук АН СССР, 57, вып. 2, октябрь.
14. Бозорт Р., Ферромагнетизм.— ИЛ, 1956.
15. Рабкин Л. И., Шольц Н. Н., Магнитодиэлектрики и феррокатушки.— ГЭИ, 1948.
16. Поливанов К. М., Ферромагнетики.— ГЭИ, 1957.
17. Harvey R. L., Heggi J., Leverenz H. W., R. C. A. Review a technical. J., 11, No. 3 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. И. ДРОЖЖИНА и Н. В. ЕРОФЕЕВА

О СТРУКТУРЕ СЕМЕЙСТВА СИММЕТРИЧНЫХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

V. ИССЛЕДОВАНИЕ НИКЕЛЬ-ЦИНКОВОГО ФЕРРИТА

1. В ранее опубликованных работах [1—4] исследовался характер изменения частных статических симметричных гистерезисных циклов при возрастании отношения I_m/I_s (где I_m — максимальная намагниченность частного цикла и I_s — намагниченность насыщения исследуемого материала) для образцов металлических поликристаллических ферромагнетиков, имеющих кубическую решетку и значительную константу анизотропии — динамного и трансформаторного железа и никеля. Было показано, что ранее принятая точка зрения, согласно которой с ростом I_m петля гистерезиса расширяется во всех направлениях, как по оси H, так и по оси I, справедлива лишь в области $I_m < (0{,}5 \div 0{,}7)\ I_s$, что соответствует участку кривой намагничивания, лежащему ниже ее крутого перегиба. При дальнейшем увеличении I_m было наблюдено отклонение от этой закономерности, а именно, показано, что средняя часть петли при возрастании I_m остается неизменной, т. е. коэрцитивная сила достигает максимального значения. Дальнейшее возрастание площади петли гистерезиса при увеличении I_m происходит за счет повышения верхней (пологой) части нисходящей ветви петли гистерезиса и понижения нижней (пологой) части восходящей ветви петли. Из результатов наблюдений, приведенных в работах [1—4], с большой достоверностью следует, что в исследованных металлических ферромагнетиках потери на гистерезис продолжают возрастать и для тех значений I_m, которые соответствуют намагниченности, лежащей далеко за крутым перегибом кривой намагничивания, где, как принято считать, процессы смещения границ завершаются и имеют место лишь обратимые процессы вращения.

Несомненно, что изучение указанных выше закономерностей на различных типах ферромагнетиков, в том числе и ферритах — неметаллических ферромагнетиках, представляет интерес. Следует заметить, что процессы, протекающие при намагничивании и перемагничивании ферритов, изучены менее подробно, чем это сделано для класса металлических ферромагнетиков.

2. В настоящей работе исследовалось изменение статических симметричных частных гистерезисных циклов никель-цинкового феррита НЦ-400, имеющего структуру шпинели, при возрастании величины I_m от $0{,}2\ I_s$ до $0{,}95\ I_s$. Исследованные образцы * имели форму колец следующих размеров:

Образец	$D_{внешн.}$, см	$D_{внутр.}$, см	Высота h, см
№ 1	2,00	1,04	0,55
№ 2	4,45	2,80	1,12

Съемка петель гистерезиса производилась баллистическим методом по способу переключений. Принятый нами порядок измерений, несколько

* Образцы феррита были любезно предоставлены нам Л. И. Рабкиным.

отличный от обычного и подробно описанный в [1 и 4], обеспечивает повышение точности измерений, что особенно важно для области сильных полей, где мала ширина петли гистерезиса. Из полученных частных петель определялись коэрцитивная сила h_c и удельная работа на гистерезис Q.

На рис. 1 представлены кривые $h_c(I_m)$, $Q(I_m)$ и кривая намагничивания $4\pi I$ (H) образца № 1, где H — величина намагничивающего поля. Характер изменения этих кривых для образца № 2 был тем же. Из рис. 1 видно, что для никель-цинкового феррита коэрцитивная сила h_c с ростом величины I_m возрастает. После достижения $4\pi I_m = 2200$ Gs, что составляет $0{,}85\, I_s$, величина h_c достигает своего наивысшего значения и при дальнейшем возрастании I_m остается постоянной величиной. Из сравнения кривых $h_c(4\pi I_m)$ и $4\pi I$ (H) видно, что h_c достигает своего предельного значения при I_m, лежащем в области крутого излома кривой намагничивания. Работа на гистерезис Q с ростом I_m монотонно возрастает, этот рост продолжается после достижения тех величин I_m, при которых h_c достигает своего предельного значения (при $4\pi I_m > 2200$ Gs). При измерении петель гистерезиса нами было достигнуто значение $I_m = 0{,}95\ I_s$. Для каждого частного гистерезисного цикла определялась ширина петель гистерезиса при различных значениях магнитного поля.

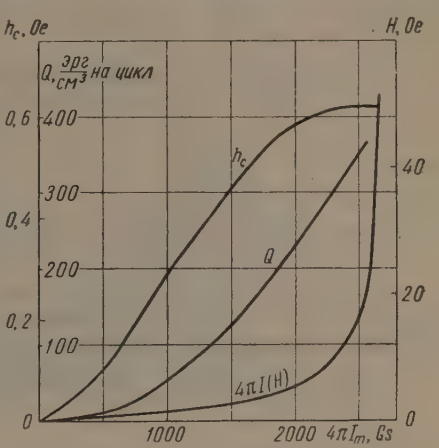


Рис. 1. Коммутационная кривая намагничивания $4\pi I\,(H)$ и кривые зависимостей: $h_c\,(4\pi I_m)$ и $Q\,(4\pi I_m)$

На рис. 2 приведены полученные при этом результаты по зависимости 4π $(I_1 — I_2)$ от величины поля, где I_1 и I_2 соответственно означают намагниченность по нисходящей и восходящей ветвям. Из кривых *4—6* рис. 2 видно, что по достижении некоторой величины I_m ширина петли в области слабых полей (средняя часть петель) остается постоянной. Дальнейшее увеличение гистерезиса происходит за счет расширения верхней и нижней частей петель.

На основании полученных результатов можно заключить, что характер изменения статических симметричных петель гистерезиса с ростом величины максимальной намагниченности I_m для неметаллических ферромагнетиков (никель-цинкового феррита) тот же, что и для металлических поликристаллических ферромагнетиков (кремнистого железа и никеля).

3. Из результатов настоящей работы, так же как и из работ [1—4], следует, что в области сильных полей наблюдается значительный гистерезис. Природа этого гистерезиса до сих пор не выяснена. Возможно, что одной из причин существования этого гистерезиса являются некоторые особенности магнитной структуры ферромагнетиков, которые были недавно обнаружены и описаны в работе [5]. В этой работе при исследовании магнитной структуры кремнистого железа методом порошковых фигур было установлено, что наряду с основными магнитными областями существуют также и дополнительные области разного вида. Так, в кристалле, направления легкого намагничивания которого не совпадают с поверхностью кристалла, на всей его поверхности возникают дополнительные области, уменьшающие результирующее намагничивание основных областей. При возрастании намагничивающего поля размер и количество дополнительных областей уменьшаются, и они полностью исчезают при достижении насыщения. При постепенном уменьшении намагничивающего поля дополнительные области вновь возникают. Однако вели-

чина поля возникновения дополнительных областей при размагничивании кристалла меньше значения поля их исчезновения при намагничивании кристалла. Таким образом, при некотором большом намагничивающем

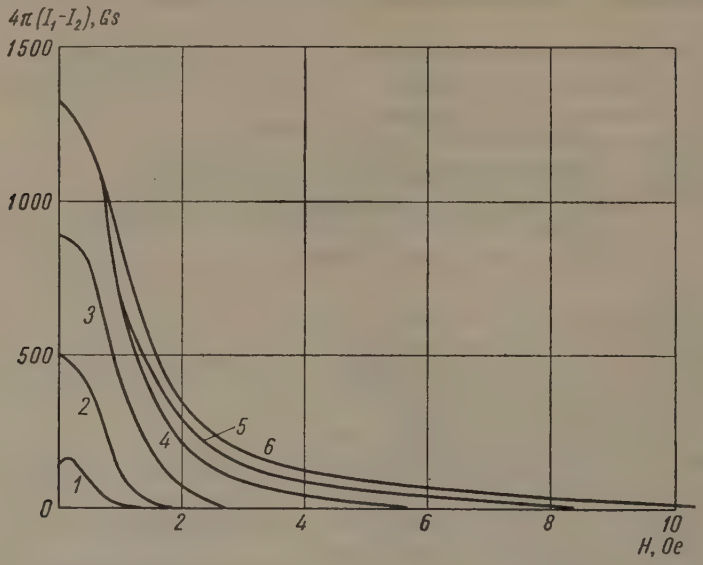


Рис. 2. Зависимость ширины петель гистерезиса на частных циклах $4\pi(I_1 - I_2)$ от величины магнитного поля H. Параметром для кривых *1—6* является максимальное значение напряженности поля при данном частном цикле. Величина этого поля соответствует точке пересечения соответствующей кривой (или ее продолжения) с осью абсцисс

поле количество дополнительных областей будет больше при прохождении по восходящей ветви, чем при том же значении поля на нисходящей ветви петли. Это должно послужить причиной возникновения магнитного гистерезиса в области больших значений намагниченности. Однако для подтверждения высказанной гипотезы необходимо параллельно с исследованием структуры семейства симметричных петель гистерезиса кремнистого железа провести на том же образце наблюдение магнитной структуры методом порошковых фигур.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Дрожжина В. И., Янус Р. И., Карташов В. П., Каплун Э. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **16**, 703 (1952).
2. Янус Р. И., Кадкин В. А., Физика металлов и металловедение, **1**, 420 (1955).
3. Янус Р. И., Ворошилов В. П., Физика металлов и металловедение, **1**, 424 (1955).
4. Янус Р. И., Карташов В. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1255 (1957).
5. Шур Я. С., Абельс В. Р., Зайкова В. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1162 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. СМОЛЬКОВ и Ю. П. СИМАНОВ

СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $NiFe_2O_4 - MgFe_2O_4$

Введение

Никель-магниевые ферриты представляют значительный интерес для техники сверхвысоких частот. К сожалению, в печати имеется мало работ, посвященных исследованию их свойств [1, 2].

В настоящей работе мы провели исследование структурных, магнитных и высокочастотных свойств никель-магниевых ферритов стехиометрического состава. Образцы для исследования были изготовлены из окислов спеканием при 1300° в течение 3 час. Молярный состав образцов и их цвет приведены в таблице.

1. Рентгенографический анализ

По данным Позняка и Барта [3], Вервея [4], Берто [5] и других исследователей, как феррит никеля, так и феррит магния имеют структуру обращенной шпинели.

Вопрос о роли структуры твердых растворов указанных ферритов оставался до сих пор нерешенным. Правда, Форестье и Веттер [1] исследовали кристаллическую структуру этих растворов, но в своем сообщении ограничиваются только указанием на то, что постоянная решетки a изменяется как функция концентрации растворов. Авторы не показывают, какова же эта функциональная зависимость, и не указывают на то, какого рода шпинели образованы растворами.

Состав исследованных образцов и их цвет

№ раствора	$NiFe_2O_4$, % мол	$MgFe_2O_4$, % мол	Цвет
1	100	—	черный
2	75	25	темно-серый
3	50	50	серый
4	25	75	темно-красный
5	—	100	

Для изготовления объектов для рентгеносъемки керамические образцы раздроблялись в стальной ступке, а затем тщательно растирались до тонкого порошка в агатовой ступке. Из этого порошка с добавкой в качестве связки цапон-лака изготовлялись путем продавливания сквозь стеклянный капилляр столбики диаметром 0,4 мм. Рентгеносъемка производилась при вращении столбиков в камерах на ионной разборной трубке с железным анодом (без фильтра). Снимки обрабатывались на компараторе, дающем точность отсчета до 0,05 мм. Все линии на всех пяти снимках (за исключением 1—3 линий, которые нельзя было визировать сколько-нибудь надежно) оказалось возможным индицировать в кубической решетке с погашением, свойственным кристаллическому типу шпинели. Присутствие на снимках хорошо разрешенных на дуплеты линий свидетельствовало об удовлетворительной гомогенизации и обжиге материала.

По полученным значениям углов отблеска θ, не исправленным на поглощение лучей в исследуемом объекте, а также на эллиптичность кассеты и эксцентричность положения образца, вычислялись для всех индицированных линий снимка значения постоянной кубической решетки a; они

наносились на ординаты графика, абсциссами которого служили углы θ.

Значение $a = a_{90°}$ получалось путем экстраполяции на графике. Благодаря сравнительно тонким объектам исследования экстраполяционная кривая практически перестает подниматься при $\theta = 65—70°$, так что значение $a_{90°}$ можно получить с точностью до 0,001—0,002 kX без применения примеси стандартного вещества.

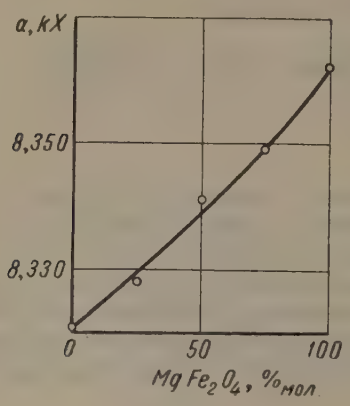


Рис. 1

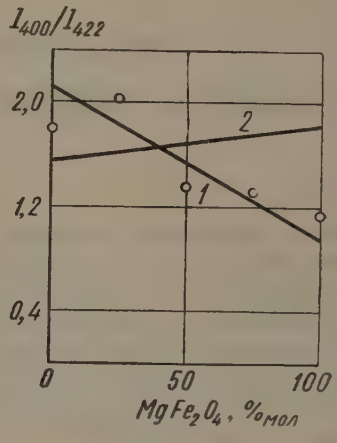


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость постоянной решетки a твердых растворов от количества $MgFe_2O_4$ в растворе

Рис. 2. Определения типа шпинели в твердых растворах в системе $NiFe_2O_4 — MgFe_2O_4$

Полученные значения постоянной кристаллической решетки a растворов приведены ниже.

№ растворов	Значение постоянной решетки a в kX
1	8,321±0,001
2	8,328±0,001
3	8,341±0,001
4	8,349±0,001
5	8,362±0,002

На рис. 1 дан график зависимости значения a от количества $MgFe_2O_4$ в растворе.

Значения a растворов по абсолютной величине оказались несколько меньшими, чем приведенные в работе Мишеля, Шандрона и Бенара [6], а именно:

$$NiFe_2O_4 — 8{,}34 \text{ kX}; \quad MgFe_2O_4 — 8{,}37 \text{ kX}.$$

В работе Герасимова, Булгаковой и Симанова [7] для $NiFe_2O_4$ дано $a = 8{,}318$ kX — значение, стоящее ближе к полученному в настоящей работе.

Для определения рода шпинелей исследованных растворов были вычислены при помощи таблиц [8] отношения интенсивности линии I_{400}/I_{422} с учетом факторов: абсорбционного, поляризационного и Лоренца.

Полученные значения I_{400}/I_{422} растворов были нанесены на график (рис. 2), на котором были проведены: прямая *1*, соответствующая обращенной шпинели ($\lambda = 0{,}5$) и прямая *2*, соответствующая разупорядоченной шпинели ($\lambda = 0{,}33$) для системы $NiFe_2O_4 — MgFe_2O_4$. Указанные прямые были построены на основании следующих данных Берто [5] для $NiFe_2O_4$ и $MgFe_2O_4$:

λ	$NiFe_2O_4$	$MgFe_2O_4$
0,50	2,12	0,95
0,33	1,55	1,81

При построении прямых предполагалось, что значение I_{400}/I_{422} промежуточных растворов в системе $NiFe_2O_4$ — $MgFe_2O_4$ изменяется линейно в зависимости от концентрации.

Нанесенные на график наши экспериментальные значения I_{400}/I_{422} показывают в пределах ошибок при проведении фотопроцесса и фотометрирования, что твердые растворы в системе $NiFe_2O_4$ — $MgFe_2O_4$ имеют структуру обращенной шпинели.

2. Статические магнитные характеристики

Как уже указывалось нами ранее [2], точка Кюри θ_K твердых растворов уменьшается линейно от 585° для никелевого феррита до 325° для магниевого феррита. Там же было указано на то, что продольная магнитострикция $\lambda_{||}$ для всех растворов имеет отрицательный знак и уменьшается по абсолютной величине от значения $-25{,}8\cdot10^{-6}$ для никелевого феррита. В этих условиях поперечная магнитострикция имеет положительный знак.

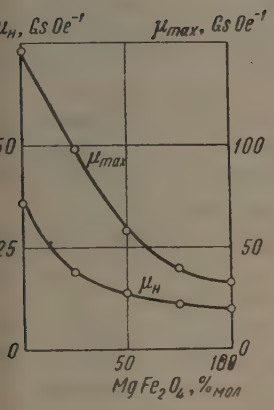


Рис. 3

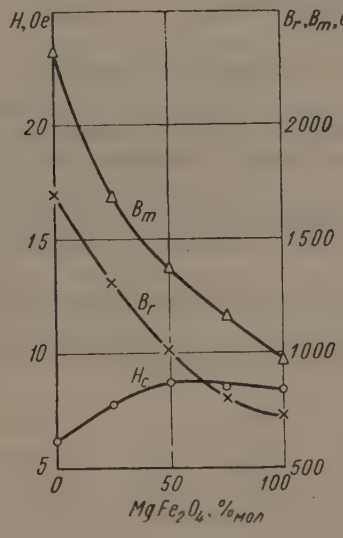


Рис. 4

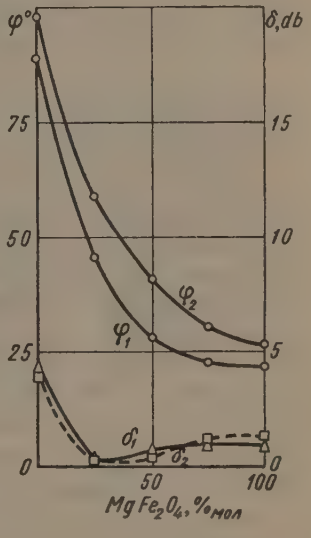


Рис. 5

Рис. 3. Зависимость начальной $\mu_н$ и максимальной μ_{max} магнитных проницаемостей от количества $MgFe_2O_4$ в растворе

Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы H_c остаточной индукции B_r и максимальной индукции B_{max} от концентрации в растворе магниевого феррита

Рис. 5. Зависимость угла поворота плоскости поляризации φ и высокочастотных потерь δ в феррите в зависимости от количества $MgFe_2O_4$ в твердом растворе; φ_1 и δ_1 при $H = 240$ Oe, φ_2 и δ_2 при $H = 480$ Oe

Несмотря на то, что точка Кюри θ_K и постоянная решетки a растворов практически изменяются по линейному закону, статические магнитные характеристики отклоняются от этой закономерности. На рис. 3 даны зависимости начальной и максимальной магнитных проницаемостей $\mu_н$ и μ_{max} от состава, а на рис. 4 — кривые коэрцитивной силы H_c, остаточной магнитной индукции B_r и максимальной индукции B_{max}, достигнутой при измерении тороидальных образцов на баллистической установке.

Как видно из рис. 3 и 4 с увеличением концентрации магниевого феррита в растворе $\mu_н$, μ_{max}, B_r и B_{max} монотонно уменьшается, в то время как H_c сначала растет до раствора $Ni_{0,5}\ Mg_{0,5}\ Fe_2O_4$, а затем практически остается без изменения.

3. Высокочастотные измерения

При помощи ранее описанной методики [9—10] нами был исследован эффект Фарадея на ферритовых образцах, изготовленных в виде цилиндров длиной 50 мм и диаметром 5 мм.

На рис. 5 даны кривые зависимости угла вращения плоскости поляризации φ и потерь δ от состава для двух значений подмагничивающего поля.

Из приведенных кривых видно, что угол φ монотонно уменьшается с увеличением в растворе магниевого феррита, в то время как потери δ имеют минимум в области $Ni_{0,75}Mg_{0,25}Fe_2O_4$.

Уменьшение угла φ растворов можно объяснить тем, что намагниченность насыщения растворов падает от никелевого к магниевому ферриту.

Кафедра магнетизма физического факультета
и кафедра неорганической химии
химического факультета
Московского гос. университета
им М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Forestier H., Vetter M., Compt. rend., 209, 164 (1939).
2. Смольков Н. А., Физика металлов и металловедение, 2, 10 (1956).
3. Barth T. E., Posnjak E., Z. Kristallogr., 82, 325 (1932).
4. Verwey E. J. W., Heilmann E. J., J. Chem. Phys., 15, 174 (1947).
5. Bertaut E. F., J. Phys. et radium, 12, 252 (1951).
6. Michel A., Chandron J., Benard J., J. Phys. et radium, 12, 189 (1951).
7. Герасимов Я. И., Булгакова Т. И., Симанов Ю. П., Ж. общ. химии, 19, 219 (1949).
8. Джеймс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей.— ИЛ, М., 1950.
9. Смольков Н. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 378 (1954).
10. Смольков Н. А., Моргунов Н. Н., Стеблин В. Е., Вестн. Моск. ун-та, 2, 89 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

К. М. ПОЛИВАНОВ, Я. Н. КОЛЛИ и Л. П. СОБОЛЕВА

ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ПОТЕРИ МАГНЕТОДИЭЛЕКТРИКОВ

Качество магнетодиэлектрика, применяемого в виде сердечников (магнитопроводов) катушек индуктивности, дросселей, трансформаторов и т п., определяется, во-первых, его магнитной проницаемостью и, во-вторых, потерями энергии в нем.

В общем случае потери готового сердечника (тела определенной формы), отнесенные, конечно, к единице объема, и проницаемость, определяемая из соотношения так или иначе усредненных значений $\dot{B}$ и $\dot{H}$, отличаются от проницаемости и потерь того материала, из которого он сделан.

В данной работе дается анализ зависимости между различными видами проницаемости и потерь применительно к магнетодиэлектрикам на основе карбонильного железа. Этот анализ может быть распространен и на другие типы магнетодиэлектриков.

Магнетодиэлектрик на основе карбонильного железа состоит из сферических частиц карбонильного железа (диаметром порядка нескольких микрон), разделенных и изолированных одна от другой диэлектриком (полистирол, парафин, жидкое стекло и т. д.). Магнитные свойства такого магнетодиэлектрика определяются, с одной стороны, магнитными свойствами частиц, а с другой — концентрацией частиц карбонильного железа в диэлектрике.

При практическом применении магнетодиэлектриков необходимо знать зависимость проницаемости $\mu_{\cdot}^{*}$ и тангенса угла потерь $\operatorname{tg}\delta_{\mu_{\cdot}}$, усредненных по магнетодиэлектрику от частоты и от амплитуды напряженности переменного магнитного поля. Величины $\mu_{\cdot}$ и $\operatorname{tg}\delta_{\mu_{\cdot}}$ при данной частоте и напряженности поля зависят от концентрации p ферромагнитной фазы.

Известно [1], что измеренный кажущийся тангенс угла потерь** $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}}$ в релеевской области полей линейно зависит от амплитуды напряженности поля H_m*** и частоты ω:

$$\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} = a_0 + a_1 H_m + a_2\omega. \qquad (1)$$

В настоящей работе дается анализ этих составляющих при синусоидальном изменении поля во времени и сравнительно низких частотах.

* * *

1. Исследование свойств магнетодиэлектрика начнем с исследования свойств ферромагнитной фазы, не учитывая пока проводимости ферромагнетика. Как известно, при синусоидальном изменении напряженности поля H первая гармоника индукции B отстает во времени от H на угол δ из-за наличия потерь.

Обозначив $\frac{B_{m1}}{H_m} = \mu_0|\mu|$ и переходя к комплексным выражениям $\dot{B}$ и $\dot{H}$,

* Величины, характеризующие магнетодиэлектрик, имеют индекс в виде точки(.)

** Определение $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}}$ и $\bar{\mu}$ дано ниже.

*** Индекс m обозначает амплитудное значение.

получаем

$$\mu = \frac{\dot{B}_{m1}}{\mu_0 \dot{H}_m} = |\mu| e^{-j\delta}, \tag{2}$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н м$^{-1}$ — константа системы МКС, $\mu = \mu_1 - j\mu_2$ — комплексная магнитная проницаемость вещества.

Опишем процесс намагничивания, учитывая гистерезис и вязкость, посредством уравнения вязкости, которое выражает то общеизвестное положение, что скорость изменения индукции (в простейшем случае) можно считать пропорциональной разности между установившимся (квазистатическим) и мгновенным значениями индукции:

$$\tau \frac{dB}{dt} = B_{ст}(H) - B, \tag{3}$$

где $B_{ст}(H)$ — квазистатическая петля гистерезиса, B — мгновенное значение индукции, τ — постоянная времени.

Пусть напряженность поля изменяется синусоидально, а петля гистерезиса соответствует закону Релея:

$$B_{ст}(H) = \mu_0 \left[(\mu_н + aH_m) H \pm \frac{a}{2} (H_m^2 - H^2) \right], \tag{4}$$

где $\mu_н$ — начальная проницаемость, a — постоянная Релея в практической системе единиц, H_m — амплитуда напряженности поля, знак минус соответствует восходящей части петли, а плюс — нисходящей.

При синусоидально изменяющемся поле, как это следует из работ Аркадьева [2], начальная проницаемость $\mu_н$ — комплексная величина:

$$\mu_н = \mu_{н1} - j\mu_{н2}.$$

Записывая уравнение (3) для комплексов синусоидально изменяющихся величин, т. е. заменяя операцию дифференцирования умножением на $j\omega$ и учитывая только первую гармонику индукции, получим:

$$\dot{B}_{1m} = \mu_0 \frac{\mu_{н1} + aH_m - j\left(\mu_{н2} + \frac{4aH_m}{3\pi}\right)}{1 + j\omega\tau} \dot{H}_m. \tag{5}$$

Сопоставляя (2) и (5), получаем, что комплексная проницаемость вещества в динамических условиях:

$$\mu = \frac{\mu_{н1} + aH_m - j\left(\mu_{н2} + \frac{4aH_m}{3\pi}\right)}{1 + j\omega\tau}, \tag{6}$$

т. е.

$$\left.\begin{aligned} \mu_1 &= \frac{\mu_{н1} + aH_m - \left(\mu_{н2} + \frac{4a}{3\pi} H_m\right)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \\ \mu_2 &= \frac{\mu_{н2} + \frac{4a}{3\pi} H_m + (\mu_{н1} + aH_m)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Потери в ферромагнетике удобно характеризовать тангенсом угла потерь:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\mu_2}{\mu_1} = \frac{\mu_{н2} + \frac{4a}{3\pi} H_m + (\mu_{н1} + aH_m)\omega\tau}{\mu_{н1} + aH_m - \left(\mu_{н2} + \frac{4a}{3\pi} H_m\right)\omega\tau} = \operatorname{tg}(\delta_h + \delta_\tau). \tag{8}$$

Отождествляя $\operatorname{tg}\delta$ при $\omega \to 0$ (квазистатическая петля) с тангенсом угла потерь на гистерезис, находим:

$$\operatorname{tg}\delta_h = \frac{\mu_{н2} + \frac{4a}{3\pi} H_m}{\mu_{н1} + aH_m}, \tag{8а}$$

откуда тангенс угла потерь за счет вязкости процессов намагничивания оказывается равным:

$$\operatorname{tg}\delta_\tau = \omega\tau. \qquad (8б)$$

При малых потерях, когда можно пренебречь произведением тангенсов по сравнению с единицей, можно заменить тангенс суммы суммой тангенсов:

$$\operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg}\delta_h + \operatorname{tg}\delta_\tau. \qquad (9)$$

2. При помещении карбонильного железа в переменное синусоидальное магнитное поле, в нем за счет проводимости σ возникают вихревые токи, которые, во-первых, вызывают дополнительные потери, и, во-вторых, экранируют центральные части, вызывая уменьшение средней проницаемости (поверхностный эффект). Таким образом, при всяком измерении μ в переменном поле (даже на тороиде), мы получаем не μ вещества, а некоторое кажущееся $\bar{\mu}$, отличающееся от μ вещества из-за наличия вихревых токов. Измеренное значение $\bar{\mu}$ тем ближе к μ вещества, чем меньше вихревые токи. Величина и распределение вихревых токов в веществе, а следовательно, и оказываемое ими действие зависят от формы тела.

Расчет поверхностного эффекта для среды, подчиняющейся релеевскому закону, для случая синусоидального изменения H и слабого поверхностного эффекта в пластине общеизвестен (см., например, монографии Беккера и Дёринга [3] и Поливанова [4]). Более полный расчет выполнен Кауером [5]. Однако полученные им формулы очень сложны и мало пригодны для применения в расчетах. Поэтому выполним расчет приближенно, пользуясь методом условного спрямления характеристики, т. е. при выводе выражения для тангенса угла потерь на вихревые токи будем считать, что $\mu = \text{const}$, а в окончательный расчет подставим зависимость μ от H. При постоянной проницаемости вещества влияние вихревых токов на проницаемость и потери в сферических частицах карбонильного железа можно учесть [6], если при расчете магнитную проницаемость вещества заменить эквивалентной, пользуясь формулой:

$$\mu_{\text{экв}} = |\mu_{\text{экв}}| e^{-j\delta_{\text{экв}}} = \mu M e^{j\varphi}, \qquad (10)$$

и считать, что при этом вихревые токи отсутствуют. В (10):

$$Me^{j\varphi} = \frac{2(v-\operatorname{th}v)}{v^2\operatorname{th}v-(v-\operatorname{th}v)}, \quad v^2 = j\omega\mu_0\mu\sigma r^2,$$

r — радиус сферической частицы.

В области низких частот можно найти выражение для φ, а следовательно, и для $\delta_{\text{экв}}$, разлагая $\operatorname{th}v$ в ряд, выполняя деление и пренебрегая всеми слагаемыми, содержащими v в степенях выше второй:

$$Me^{j\varphi} \approx 1 - \frac{v^2}{10} + \ldots = 1 - \frac{\omega\mu_0\mu_2\sigma r^2}{10} - j\frac{\omega\mu_0\mu_1\sigma r^2}{10}; \qquad (11)$$

при этом, пренебрегая вторым слагаемым в (11):

$$\operatorname{tg}\varphi \approx -\frac{\omega\mu_0\mu_1\sigma r^2}{10}. \qquad (12)$$

Для области Релея μ и μ_1 в (10) — (12) определяется по (6) и (7). В случае малых потерь и низких частот: $\mu_1 \approx \mu_{н1} + aH_m$. Таким образом, тангенс угла потерь эквивалентной проницаемости металлического ферромагнитного шара в области Релея, синусоидальном поле и при низких частотах состоит из следующих слагаемых:

$$\operatorname{tg}\delta_{\text{экв}} = \operatorname{tg}\delta_h + \operatorname{tg}\delta_\tau + \operatorname{tg}\delta_\sigma = \frac{\mu_{н2} + \frac{4a}{3\pi}H_m}{\mu_{н1} + aH_m} + \omega\tau + [\sigma\mu_0 r^2(\mu_{н1} + aH_m)]\frac{\omega}{10}, \qquad (13)$$

где $\operatorname{tg}\delta_\sigma$ — тангенс угла потерь на вихревые токи.

Как это следует из (11), если пренебречь слагаемыми с v в третьей степени и выше, то $M = 1$ и модуль $\mu_{экв}$ равен модулю μ, т. е. вихревые токи влияют только на потери и не изменяют действительную часть μ (слабый поверхностный эффект). Физически это означает, что при анализе учитываются тепловые потери на вихревые токи и не учитывается неравномерное распределение поля по сечению образца. Неравномерность распределения поля по сечению может оказать существенное влияние на потери. Так как в средней, экранированной вихревыми токами, части сердечника не будет поля, естественно, что в ней не будет происходить потерь на гистерезис и вязкость. Общие потери на гистерезис и вязкость уменьшатся. Плотность вихревых токов же, напротив, возрастает благодаря уменьшению занимаемого ими сечения. Таким образом, неравномерность распределения поля по сечению может привести к относительному росту потерь на вихревые токи по сравнению с потерями на вязкость и гистерезис.

Зависимость $\operatorname{tg}\delta_{экв}$ от ω, как это следует из (13), выражается прямыми линиями, наклон которых несколько зависит от H_m, что, однако, при измерениях обычно не наблюдается, поскольку aH_m значительно меньше, чем $\mu_{н1} + \frac{10\tau}{\sigma\mu_0 r^2}$. По той же причине зависимость $\operatorname{tg}\delta_{экв}(H)$ не отклоняется от линейной, хотя в знаменателе выражения для $\operatorname{tg}\delta_h$ тоже стоит сумма $\mu_{н1} + aH_m$. В силу сказанного, во всяком случае для малых H_m,

$$\operatorname{tg}\delta_h = \frac{\mu_{н2}}{\mu_{н1}} + \frac{4a}{3\pi\mu_{н1}} H_m, \quad \operatorname{tg}\delta_\sigma = \frac{\omega\mu_0\mu_{н1}\sigma r^2}{10}. \qquad (14)$$

3. Магнетодиэлектрик на основе карбонильного железа может быть представлен в первом приближении как система одинаковых шариков радиуса r, разделенных изолирующей средой.

Вопрос о выводе формул, связывающих среднюю проницаемость магнетодиэлектрика с магнитной проницаемостью ферромагнитной фазы при синусоидальном изменении поля, обсуждался в ряде работ и подробно рассмотрен в работах Фрадкина [7], в цитированной выше работе Каткова и Поливанова [6], а также в диссертационной работе Скугарева [8].

Следует отметить, что при небольших концентрациях все эти формулы дают близкие результаты (правда, при подстановке различных значений проницаемости $\mu_{экв}$). В настоящей работе усреднение сделано по формуле Лихтенкера

$$\mu_* = \mu_{экв}^p = |\mu_{экв}|^p \, e^{-jp\delta_{экв}}. \qquad (15)$$

Вследствие малых углов можно вместо $\delta_{\mu_*} = p\delta_{экв}$ писать $\operatorname{tg}\delta_{\mu_*} = p\operatorname{tg}\delta_{экв}$. Заметим, что $\operatorname{tg}\delta_{\mu_*}$ состоит из тех же составляющих, что и $\operatorname{tg}\delta_{экв}$, но измененных в p раз каждая.

4. В предыдущем пункте настоящей работы не было принято во внимание влияние диэлектрика — связки на общую проницаемость ($\bar{\mu}$) и потери ($\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}}$) магнетодиэлектрика (материала) в целом. Свойства диэлектрика определяются его удельной проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2$, где ε_2 характеризует диэлектрические (поляризационные) потери. Диэлектрическая проницаемость ε_* и проводимость σ_* магнетодиэлектрика, конечно, больше ε и σ диэлектрика из-за влияния проводящих металлических шариков ферромагнитной фазы. На расчете ε_* и σ_* в этой работе мы останавливаться не будем (по этому вопросу см. [4, § 2-8], где приведена также литература).

При помещении магнетодиэлектрика в переменное поле в нем, как в целом теле, возникают вихревые токи (смещения и проводимости) дополнительно к вихревым токам в частицах.

Для характеристики магнетодиэлектрика в этом случае вводится кажущаяся магнитная проницаемость $\bar{\mu}$ и кажущийся тангенс угла потерь $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}}$.

Рассмотрим процесс намагничивания магнетодиэлектрического тороида с прямоугольным сечением. Материал тороида характеризуется комплексной магнитной проницаемостью $\mu_.$, комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_.$ и проводимостью $\sigma_.$. Отличие кажущейся магнитной проницаемости $\bar{\mu}$ такого тороида от $\mu_.$ рассмотрено Поливановым [9], где дано следующее выражение для $\bar{\mu}$:

$$\bar{\mu} = \mu_. \left\{ 1 - \frac{64}{\pi^4} \sum_{m,n} \frac{\Gamma}{m^2 n^2 \left[\Gamma + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \right]} \right\}, \tag{16}$$

где m и n — ряд нечетных чисел, a и b — размеры сечения тороида (стержня),

$$\Gamma = j\omega\mu_0\mu_.\sigma_. - \omega^2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_.\mu_. \tag{17}$$

В области низких частот

$$|\Gamma| \ll \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \tag{18}$$

и вместо (16) можно написать:

$$\bar{\mu} = \mu_. [1 - \Gamma f(a,\ b)], \tag{19}$$

где $f(a,\ b) = \frac{256}{\pi^6} \sum_{m,n} \frac{1}{m^2 n^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)}$ — функция только поперечных размеров сердечника.

Замена (16) на (19) исключает из рассмотрения эффект объемного резонанса. После простейших преобразований, пренебрегая произведением тангенсов по сравнению с единицей (это приводит к тому, что действительная часть $\bar{\mu}$ оказывается независящей от потерь) из (17) получим для Γ следующее выражение:

$$\Gamma \approx -\omega^2\mu_0\varepsilon_0\mu_{1.}\varepsilon_{1.} [1 - j(\operatorname{tg}\delta_{\mu.} + \operatorname{tg}\delta_{\varepsilon.} + \operatorname{tg}\delta_{\sigma.})], \tag{20}$$

где $\operatorname{tg}\delta_{\mu.} = \frac{\mu_{2.}}{\mu_{1.}}$ — тангенс угла магнитных потерь; $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_{2.}}{\varepsilon_{1.}}$ — тангенс угла диэлектрических (поляризационных потерь); $\operatorname{tg}\delta_{\sigma.} = \frac{\sigma_.}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{1.}}$ — тангенс угла потерь, обусловленный проводимостью магнетодиэлектрика (потери на вихревые токи).

Подставляя (20) в (19) и беря отношение мнимой части к действительной, получим тангенс угла потерь магнетодиэлектрического тороида:

$$\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} = -\frac{Im(\bar{\mu})}{Re(\bar{\mu})} = \operatorname{tg}\delta_{\mu.} + \frac{\omega^2 F}{1+\omega^2 F} (\operatorname{tg}\delta_{\mu.} + \operatorname{tg}\delta_{\varepsilon.} + \operatorname{tg}\delta_{\sigma.}), \tag{21}$$

где $F = \mu_0\varepsilon_0\mu_{1.}\varepsilon_{1.} f(a,\ b)$.

В области низких частот $\omega^2 F \ll 1$, тогда

$$\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} \approx \operatorname{tg}\delta_{\mu.}(1 + \omega^2 F) + \omega^2 F \operatorname{tg}\delta_{\mu.} + \omega\mu_0\mu_{1.}\sigma_. f(a,\ b). \tag{22}$$

Подставляя в (22) выражение для $\operatorname{tg}\delta_{\varepsilon.}$ [см. (15)], получим, пренебрегая всеми слагаемыми, содержащими ω в степенях, выше первой:

$$\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} = p \left[\frac{\mu_{2н}}{\mu_{1н}} + \frac{4a}{3\pi\mu_{1н}} H_m + \omega \left(\tau + \frac{\mu_0\mu_{н1}\sigma r^2}{10} \right) \right] + \omega\mu_0\mu_{1.}\sigma_. f(a,b). \tag{23}$$

Пренебречь слагаемыми с высокими степенями ω можно на основании того, что при экспериментах с магнетодиэлектриками получается, как правило, на низких частотах, линейная зависимость $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}}$ от частоты.

Из выражения (23) следует, что потери в магнетодиэлектрике определяются четырьмя факторами, из которых первые три, пропорциональные коэффициенту заполнения p, определяются свойствами ферромагнитных частиц:

1) потери на гистерезис: $p\frac{\mu_{н1}}{\mu_{н2}}+p\frac{4a}{3\pi\mu_{п1}}H_m$;

2) потери на магнитную вязкость: $p\omega\tau$;

3) потери на вихревые токи в ферромагнитных частицах: $^1/_{10}p\omega\mu_0\mu_{н1}\sigma r^2$;

4) потери на вихревые токи в магнетодиэлектрике: $\omega\mu_0\mu_{1.}\sigma_.f(a,\ b)$.

Приведенное здесь деление тангенса угла потерь на составляющие отличается от деления потерь, предложенного Иорданом [10].

Проведенный выше анализ позволяет предложить метод разделения измеренного тангенса угла потерь на составляющие.

Из сопоставления уравнений (1) и (23) следует, что

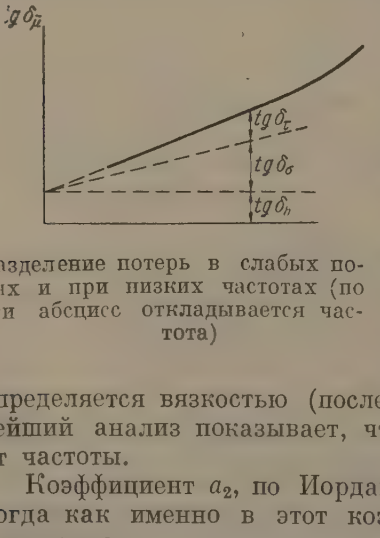
$$a_0 = p\frac{\mu_{н2}}{\mu_{н1}},$$

$$a_1 = p\frac{4a}{3\pi\mu_{н1}},$$

$$a_2 = p(\tau + {}^1/_{10}\mu_0\mu_{н1}\sigma r^2) + \mu_0\mu_{1.}\sigma_.f(a,\ b).$$

Коэффициент a_0 может быть назван тангенсом угла начальных потерь на гистерезис, которые обусловливают наличие мнимой части начальной проницаемости, к определению которой относятся многочисленные работы Аркадьева [2] и его учеников; именно $\mu_{н2}$ и $\mu_{н1}$ определяются по известной номограмме В. К. Аркадьева. a_1H — слагаемое тангенса угла потерь на гистерезис, определяемое петлей гистерезиса, соответствующей закону Релея, по которому площадь петли растет пропорционально H^3.

Слагаемое $a_2\omega$ определяется тремя, различными по физике явлений, процессами: вязкостью процессов намагничивания, вихревыми токами в ферромагнитных частицах и вихревыми токами в тороиде.



Разделение потерь в слабых полях и при низких частотах (по оси абсцисс откладывается частота)

Необходимо отметить, что на основании результатов измерения невозможно разделить коэффициент a_2 на части, определяемые вязкостью и вихревыми токами. Это разделение можно сделать только расчетным путем по известным σ, $\sigma_.$, $\mu_{н_1}$, $\mu_{1.}$, r, форме и размерам тороида.

Такое истолкование экспериментально получаемых коэффициентов a_0, a_1 и a_2 отличается от предложенного Иорданом и часто применяемого в настоящее время [1]. Так Иордан считает, что коэффициент a_0 определяется вязкостью (последействием), в то время как любой простейший анализ показывает, что потери, вызываемые вязкостью, зависят от частоты.

Коэффициент a_2, по Иордану, определяется только вихревыми токами, тогда как именно в этот коэффициент входит слагаемое, определяемое вязкостью.

Аркадьев в своей известной монографии ([2], стр. 286) пытается объяснить слагаемое a_0 особым видом частотной зависимости вещественной и мнимой частей μ, но это объяснение не убедительно. Очевидно, что существование a_0 проще объясняется мнимой частью начальной проницаемости в области Релея.

На основании приведенного анализа можно предложить следующий метод разделения потерь:

1) Снимается зависимость $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} = f(\omega)$ при $H_m = \text{const}$. (см. рисунок).

2) Экспериментальная кривая экстраполируется к $\omega = 0$ и отсекаемый ею отрезок на оси ординат принимается равным углу потерь на гистерезис при данном значении H_m.

3) По известным $\mu_{н_1}$, $\mu_{1\bullet}$, r, p, a, b и измеренным отдельно σ и $\sigma_\bullet$ чисто расчетным путем вычисляются потери на вихревые токи, как линейная функция частоты.

4) Угол потерь на магнитную вязкость определяется как разность между экспериментальной кривой и суммой углов потерь на гистерезис и вихревые токи.

5) Для разделения тангенса угла гистерезисных потерь на начальную составляющую a_0 и релеевскую составляющую, зависящую от $H_m (a_1 H_m)$ надо иметь семейство зависимостей $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} = f(\omega)$ для разных H_m. Экстраполируя эти зависимости к $\omega = 0$ и построив зависимость $\operatorname{tg}\delta_{\bar{\mu}} = \varphi(H)$ при $\omega \to 0$, найдем отрезок, отсекаемый построенной прямой на оси ординат. Этот отрезок равен a_0, а наклон прямой определяет величину a_1.

Московский энергетический
институт

Цитированная литература

1. Бозорт Р., Ферромагнетизм.— ИЛ, М., 1956.
2. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, т. 2.— ОНТИ, М—Л., 1936.
3. Becker R., Döring W., Ferromagnetismus.— Springer, Berlin, 1939.
4. Поливанов К. М., Ферромагнетики. (Основы теории технического применения) ГЭИ, М.—Л., 1957.
5. Cauer W., Arch. Elektrotechnik, 15, 308 (1925/26).
6. Катков Н. Г., Поливанов К. М., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 418 (1954).
7. Фрадкин Б. М., Тр. МЭИ, вып. 14, 95 — ГЭИ, М.—Л., 1953; Изв. АН СССР. Сер. физ., 16, 481 (1952).
8. Скугарев В. В., Диссертация.— МЭИ, 1955.
9. Поливанов К.М., Тр. МЭИ вып. 14, 166— ГЭИ, М.—Л., 1953.
10. Jordan H., Elektr. Nachr. Technik, 1, 7 (1924).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. И. РАБКИН

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Многолетние поиски магнитных материалов, пригодных для применения при высоких частотах, привели к развитию трех классов высокочастотных ферромагнетиков, отличающихся между собой по строению, свойствам и технологии производства.

К первому классу относятся металлические ферромагнетики, изготовляемые обычно металлургическим путем.

Второй класс включает в себя ферриты — неметаллические ферромагнетики, изготовляемые методами керамического производства. Эти материалы часто называют магнитной, или черной, керамикой.

Третьим классом ферромагнетиков являются магнетодиэлектрики — неоднородные вещества, состоящие из смеси ферромагнитных порошков и изоляционных материалов и примыкающие по технологии производства к пластмассам.

Ферромагнетики внутри каждого из этих классов отличаются между собой по своим магнитным свойствам и, в частности, по параметрам петли гистерезиса, которая является для них одной из основных характеристик. Ферромагнетики каждого класса можно разделить по петле гистерезиса на шесть типов — три низкокоэрцитивных и три высококоэрцитивных (рис. 1).

Первый тип ферромагнетиков с узкой пологой петлей гистерезиса и относительно малой остаточной индукцией (рис. 1, *а*) характеризуется тем, что проницаемость их мало изменяется при изменении напряженности поля. Эти ферромагнетики, называемые постояннопроницаемыми, или изопермическими, находят применение для изготовления катушек с постоянной индуктивностью, так как проницаемость их мало изменяется с изменением напряженности поля. Примером постояннопроницаемых ферромагнетиков являются изопермы и многие магнетодиэлектрики, как механически твердые — ферропласты, так и эластичные — ферроэласты, изготовляемые из каучукоподобных веществ и магнитомягких порошков.

Магнитные материалы с узкой крутой петлей гистерезиса (рис. 1, *б*) называются часто, в связи с высоким значением их проницаемости, высокопроницаемыми ферромагнетиками. К ним относятся электротехнические стали, пермаллои, пермендюры и многие ферриты.

Ферромагнитные вещества с узкой прямоугольной петлей гистерезиса (рис. 1, *в*) нашли в последнее время широкое применение для изготовления сердечников катушек запоминающих и управляющих устройств. Такие сердечники легко намагничиваются и сохраняют состояние намагниченности сколь угодно длительное время. Примерами таких ферромагнетиков являются перминвар, отожженный в магнитном поле, и многие магний-марганцевые ферриты.

Высококоэрцитивные ферромагнетики с широкой петлей гистерезиса также могут быть металлами, неметаллами и магнетодиэлектриками с различными значениями относительной остаточной индукции (рис. 1, *г*, *д*, *е*)

Для высокочастотной техники большой интерес представляют неметаллические и магнетодиэлектрические высококоэрцитивные ферромагнетики, которые, в силу большого электрического сопротивления, могут применяться в полях высокой частоты. Типичными представителями неметаллических высококоэрцитивных ферромагнетиков являются кобальтовые и бариевые оксидные магниты, а примерами высококоэрцитивных магнетодиэлектриков — магнитопласты, изготовляемые на основе порошка никель-алюминиевой стали или из весьма тонких порошков железа.

К высококоэрцитивным магнетодиэлектрикам относятся также эластичные магнитожесткие ферромагнетики — магнитоэласты. Своеобразным типом магнитоэластов являются магнитные ленты, применяемые для звукозаписи.

Металлические ферромагнетики превосходят другие классы магнитных материалов по величине проницаемости при звуковых и ультразвуковых

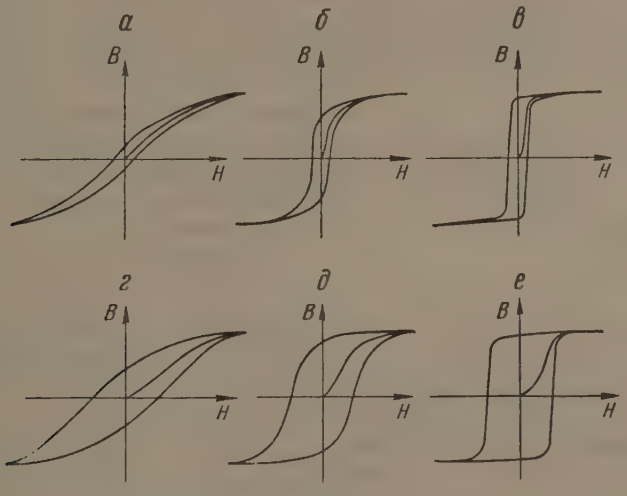


Рис. 1. Типы петель гистерезиса

частотах и имеют наиболее высокие значения индукции насыщения; они позволяют также получать минимальные величины нелинейных искажений в слабых полях, что весьма существенно при применении их в аппаратуре, работающей при звуковых и ультразвуковых частотах.

Ферриты дают возможность изготовлять катушки индуктивности с весьма высокой добротностью, достигающей 1000. Свойства их при сверхвысоких частотах (10^{10}–10^{11} Hz) позволяли им найти применение в волноводной технике.

Магнитодиэлектрики на основе металлических порошков обеспечивают сочетание высокой добротности с более высокой, чем у ферритов, индукцией насыщения; из них легко могут быть изготовлены магнитопроводы сложной формы и с более точно выдержанными размерами, чем это удается получить при применении ферритов. Это преимущество магнетодиэлектриков является общим преимуществом пластмасс, к которым их можно отнести, перед керамикой, к которой относятся ферриты.

Наиболее высокие значения проницаемости достигнуты у металлических ферромагнетиков. Так, у сверхпермаллоя максимальная проницаемость имеет значение около 1 000 000 Gs Oe^{-1}, у марганцево-цинковых ферритов порядка 10 000 Gs Oe^{-1}, а у некоторых магнетодиэлектриков — 1000 Gs Oe^{-1}. Однако уже при частоте в 10 MHz проницаемости, достигнутые в настоящее время для лучших представителей всех трех классов ферромагнетиков, не превосходят 2000 Gs Oe^{-1}.

Одним из основных вопросов физики высокочастотных ферромагнетиков является изучение зависимости их свойств и, в первую очередь, комплексной магнитной проницаемости от частоты и напряженности поля.

В высокочастотной технике уже давно столкнулись с тем фактом, что тангенс угла магнитных потерь определяется не только вихревыми токами и гистерезисом, но и целым рядом дополнительных процессов в ферромагнетике. Тангенс угла этих дополнительных потерь $\operatorname{tg}\delta_{\text{дп}}$ может быть представлен как разность между общим тангенсом угла потерь в сердечнике $\operatorname{tg}\delta_{\text{с}}$ и суммой тангенсов углов потерь в нем на вихревые токи $\operatorname{tg}\delta_{\text{вт}}$ и гистерезис $\operatorname{tg}\delta_{\text{г}}$:

$$\operatorname{tg}\delta_{\text{дп}} = \operatorname{tg}\delta_{\text{с}} - (\operatorname{tg}\delta_{\text{г}} + \operatorname{tg}\delta_{\text{вт}}).$$

Со времен Иордана [1] $\operatorname{tg}\delta_{\text{дп}}$ считался величиной постоянной. Однако изучение высокочастотных ферромагнетиков в полях высокой частоты показало, что тангенс угла дополнительных потерь является далеко не постоянной величиной, как это предполагал Иордан, и возрастание $\operatorname{tg}\delta_{\text{с}}$ с частотой определяется не одними только вихревыми токами. Тангенс угла дополнительных потерь наряду с начальной составляющей $\operatorname{tg}\delta_{\text{п}}$ имеет составляющую, зависящую от частоты, величина которой иногда во много раз превышает тангенс угла потерь на вихревые токи.

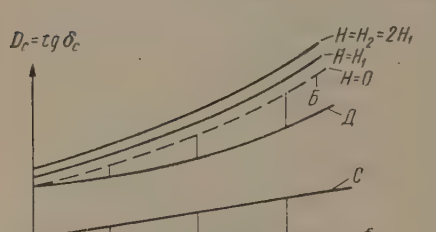


Рис. 2. Разделение тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg}\delta_{\text{с}}$ на составляющие при нелинейной зависимости $\operatorname{tg}\delta_{\text{с}}$ от частоты f

С повышением частоты частотная характеристика тангенса угла потерь ферромагнетиков приобретает более сложный характер, который исключает возможность производить разделение потерь по Иордану.

На рис. 2 приведена применяемая нами схема разделения потерь при более высоких частотах. В этом случае определяются две зависимости тангенса угла потерь от частоты при двух значениях напряженности поля H_1 и $H_2 = 2H_1$, находящихся в области Релея. Кривая $Б$, получаемая путем экстраполяции к $H = 0$, дает суммарный тангенс угла дополнительных потерь и потерь на вихревые токи; кривая $Д$, полученная в результате вычитания ординат кривой $С$ (представляющей собой график зависимости от частоты тангенса угла потерь на вихревые токи) из ординат кривой $Б$, дает зависимость дополнительных потерь от частоты.

Хотя при звуковых частотах тангенс угла начальных потерь в высокочастотных ферромагнетиках мал и исчисляется сотыми долями единицы, он все же в слабых полях часто намного превосходит другие составляющие тангенса угла магнитных потерь в сердечнике. Из графика рис. 3 следует, что в слабых полях низкой частоты доля начальных потерь весьма значительна.

Например, для альсифера РЧ-9 при частоте в 1 kHz и при напряженности поля в 1 mOe они представляют собой более 99% от общих магнитных потерь в сердечнике.

В соответствии с теорией Аркадьева [2] упругая проницаемость ферромагнетиков может спадать с повышением частоты ступенями, а кривая зависимости вязкой проницаемости от частоты имеет ряд максимумов. Так, для ферритов вязкая проницаемость имеет иногда максимум в диапазоне частот 5÷50 kHz, в котором упругая проницаемость мало изменяется с частотой. Второй максимум иногда наблюдают в диапазоне частот 30÷100 MHz. Для некоторых ферритов наблюдается также максимум в диапа-

зоне частот 1000÷3000 MHz. Каждый из этих максимумов является результатом тех или иных резонансных или релаксационных явлений в веществе, вызывающих в нем магнитные потери.

Радо, Райт и Эмерсон [3] наблюдали в магний-марганцево-кальциевом полиферрите два максимума при частотах в 50 и 2500 MHz. Эти авторы

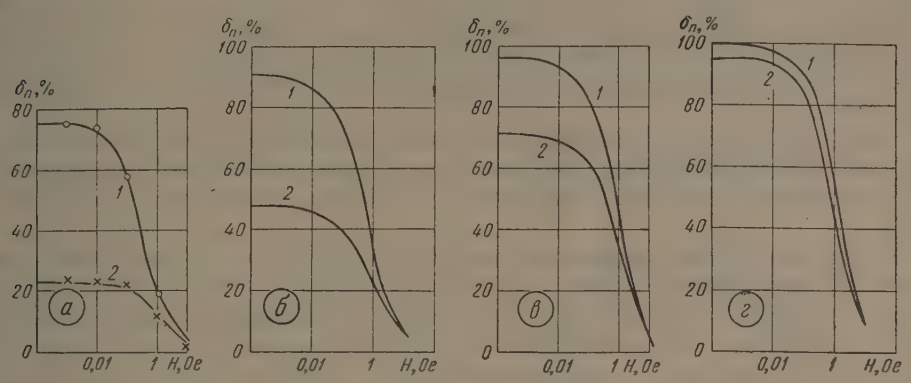


Рис. 3. Доля потерь на начальное последействие $\delta_н$ (в % от $\delta_с$) в зависимости от поля H для некоторых магнетодиэлектриков на металлической основе при различных частотах f: *а* — прессперм ТЧ-80, *б* — прессперм ТЧ-60, *в* — альсифер ВЧ-30, *г* — альсифер РЧ-9; *1* — $f = 800$ Hz, *2* — $f = 8000$ Hz

пришли к заключению, что радиочастотный максимум в районе 50 MHz является, в соответствии с теорией Дёринга [4], результатом инерции граничных слоев, а сверхвысокочастотный максимум в районе 2500 MHz — результатом резонанса магнитных спинов во внутренних полях магнитной анизотропии, в соответствии с теорией Ландау и Лифшица [5].

Максимум в районе 5÷50 kHz, наблюдавшийся Сноеком [6] у медно-цинковых ферритов и нами у марганцево-цинковых ферритов, не имеет пока удовлетворительного объяснения. Можно предположить, что целый ряд процессов в ферритах, находящихся в магнитных полях звуковых и ультразвуковых частот, являются источниками потерь, определяющих инфра-радиочастотный максимум. Одним из таких процессов могут быть токи смещения, возникающие в веществе под влиянием переменного магнитного поля. Хотя сопротивление ферритов, измеренное на постоянном токе, достаточно велико, чтобы обычными вихревыми токами можно было пренебречь, токи смещения могут иметь большую величину из-за большой диэлектрической проницаемости феррита. Такие токи смещения могут являться следствием перемещений электронов, ионов или дырок в каких-то ограниченных областях, не приводящих к сквозной проводимости.

Граничный слой проходит через участки ферромагнетика с максимальным количеством дефектов решетки и включений, так как при этом свободная энергия имеет минимальную величину. Под влиянием приложенного внешнего поля граничные слои покидают исходное положение и перемещаются в участки ферромагнетика с меньшим количеством дефектов решетки.

По Шварцу [7], в ферромагнетике имеются частицы, которые стремятся диффундировать в граничный слой. Движение этих частиц при перемагничивании в слабых полях связано с потерями энергии. Пока еще нет достаточных данных, чтобы судить о доле каждого из указанных видов потерь в ферритах при тех или иных частотах.

Представление о том, что возникновение граничного слоя в определенных условиях приводит к направленным перемещениям частиц вещества,

может объяснить некоторые свойства ферромагнетиков, например, перминвар-эффект. Как известно, сплавы железа, никеля и кобальта — перминвары — после длительной выдержки при температурах ниже точки Кюри (400—500°С) приобретают своеобразные свойства [8]. В слабых полях намагничивание их протекает практически обратимо. Петля гистерезиса в средних полях имеет деформированную стянутую посредине форму. Охлаждение с температур, более высоких, чем точка Кюри, в магнитном поле придает их петле гистерезиса прямоугольную форму. Перминвар-эффект свойственен также высоконикелевым пермаллоям и некоторым ферритам [9].

Многие вопросы, связанные с перминвар-эффектом, могут быть объяснены, если предположить, что он связан с перемещением при повышенных температурах частиц ферромагнетика под воздействием граничных слоев.

Перминвары при температурах ниже точки Кюри распадаются на фазы, отличающиеся между собой по составу (например, Ni_3Fe и твердый раствор Ni_3Fe и Fe). Граничные слои могут воздействовать на положение частиц этих фаз, располагая их таким образом, что участки фаз с более дефектной структурой сосредотачиваются вблизи граничных слоев. Наличие такого процесса приводит к тому, что граничный слой при повышенных температурах углубляет с течением времени потенциальную яму, в которой он находится. Вследствие этого проницаемость перминваров в слабых полях, обусловленная смещением граничных слоев, сравнительно невелика, а необратимые процессы настолько малы, что обе ветви петли гистерезиса почти сливаются в одну прямую линию. В средних полях граничные слои отрываются от полос более дефектной фазы и намагниченность перминвара начинает круто возрастать. При последующем уменьшении напряженности поля граничные слои сначала медленно приближаются к полосам дефектной фазы и только после того, как подойдут к ним достаточно близко, начинают испытывать их притяжение и стремятся занять положение, близко совпадающее с ними. При этом намагниченность начинает круто снижаться, чем может быть объяснена перетянутая петля гистерезиса.

При намагничивании в сильных полях граничные слои ферромагнетика исчезают, и, появившись после снятия намагничивающего поля, они уже не полностью проходят через полосы скопления частиц дефектной фазы, как это было до намагничивания. Поэтому перминвар-эффект несколько ослабляется.

Эта же модель объясняет, почему начальная кривая намагничивания перминвара часто находится вне петли гистерезиса. Действительно, при первом намагничивании, когда граничные слои впервые отрываются от полос «дефектной фазы», вектор индукции ферромагнетика в слабых и средних полях медленно возрастает с увеличением напряженности поля, что придает кривой намагничивания пологий ход. При последующих перемагничиваниях граничные слои могут не полностью занять исходные положения, так как для этого требовалось бы преодолеть большие энергетические барьеры. Поэтому воздействие полос «дефектной фазы» на граничный слой уменьшается, и возрастающая ветвь петли гистерезиса оказывается более крутой, чем начальная кривая намагничивания.

Рассмотренный процесс распределения дисперсных фаз под воздействием граничного слоя при повышенных температурах может объяснить также некоторые явления, связанные со свойствами пермаллоя, и их зависимость от условий термической обработки.

Научно-исследовательский институт
телефонной связи

Цитированная литература

1. Iordan H., ENT, **1**, 7 (1924).
2. Аркадьев В. К., Магнитная спектроскопия и ее задачи. Сб. «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики».— Изд. АН СССР, М.—Л., 1946.
3. Rado G. T., Wright R. W., Emerson W. H., Phys. Rev., 80, 272 (1950).
4. Döring W., Z. Naturforschung, 3a, 379, 378 (1948).
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Sow. Phys., 8, 135 (1935).
6. Snoek J. L., New development in ferromagnetic materials.— New York — Amsterdam, 1947.
7. Шварц А. А., Научно-технический сборник НИИ МРТП СССР. Выпуск 3(5).— ОНТИ, Ленинград, 1955.
8. Elmen G. W., Electrical Eng, 54, 1292 (1935).
9. Kornetzki M., Brackmann J., Fray J., Naturwissenschaften, 42, 482 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. И. ГУРВИЧ и Е. И. КОНДОРСКИЙ

ВЛИЯНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОМЯГКИХ СПЛАВОВ В СЛАБЫХ ПОЛЯХ

В слабых переменных полях свойства ферромагнетика описываются комплексной магнитной проницаемостью вещества $\mu' = \mu - i\rho'$. При отсутствии магнитной дисперсии проницаемость вещества равна проницаемости, измеренной в постоянном поле или на очень низкой частоте. На опыте обычно измеряется комплексная проницаемость тела $\bar{\mu} = \mu_1 - i\mu_2$, определяемая по индуктивности и сопротивлению потерь катушки с испытуемым сердечником. Вследствие влияния вихревых токов проницаемость тела всегда меньше проницаемости вещества. Соотношение между проницаемостями μ' и $\bar{\mu}$ обусловлено развитием вихревых токов и определяется частотой ω, толщиной пластины $2h$ и удельной электропроводностью σ. Оно следует из решения уравнения поверхностного эффекта [1, 2]:

$$\frac{\partial^2 \dot{H}}{\partial z^2} = i\omega\mu_0\mu'\sigma\dot{H}, \qquad (1)^*$$

и имеет вид:

$$\frac{\mu_1 - i\mu_2}{\mu'} = \frac{\operatorname{th}\left(\sqrt{i\omega\mu_0\mu'\sigma}h\right)}{\sqrt{i\omega\mu_0\mu'\sigma}\,h}. \qquad (2)$$

Отношения μ_1/μ' и μ_2/μ' (последнее равно $\operatorname{tg}\delta$, где δ — угол потерь на вихревые токи) изображены штрих-пунктирной кривой на рис. 1 в функции обобщенного параметра скин-эффекта: $\theta^2 = 2\mu_0\mu\sigma f h^2$ (при этом положено $\rho' = 0$, т. е. отсутствует гистерезис).

Если уменьшение проницаемости и рост тангенса угла потерь происходят быстрее, чем представлено кривой на рис. 1, то обычно считают, что эти отклонения вызваны магнитной дисперсией вещества.

Формула (2) справедлива только в том случае, когда исследуемый образец макроскопически однороден, т. е. проницаемость и электросопротивление одинаковы во всех точках сечения пластины. Если же пластина по каким-либо причинам неоднородна, то динамическая характеристика такой пластины может иметь дополнительный спад проницаемости и рост тангенса угла потерь. Этот вопрос обсуждался рядом авторов [3—6]. Однако их расчеты носили предположительный характер, поскольку не было известно, действительно ли существует неоднородность и какова она. Оставалось неясным, проявляется ли она только в тончайшем немагнитном слое на поверхности листа, и, следовательно, сказывается только при очень сильном скин-эффекте [3, 4], или имеет другой, более сложный характер [5, 6].

Несколько лет назад Эпельбойном с сотрудниками [7] и затем авторами настоящей статьи [8] было экспериментально показано, что в магнитномягких сплавах действительно имеет место неоднородное по сечению листа распределение магнитных свойств. В частности, в образцах сплавов 50Н и 79НМ, изготовленных обычными технологическими методами,

* В системе единиц MKSA.

проницаемость имеет наибольшее значение в средней плоскости пластины и уменьшается по мере приближения к ее поверхности. Коэрцитивная сила, наоборот, минимальна в середине пластины и максимальна у поверхности, т. е. сердцевина пластины обладает лучшими магнитными свойствами, чем ее наружные слои. Причиной такой неоднородности служит главным образом взаимодействие сплава в процессе отжига с изоляционным покрытием, наносимым на ленту при изготовлении сердечников.

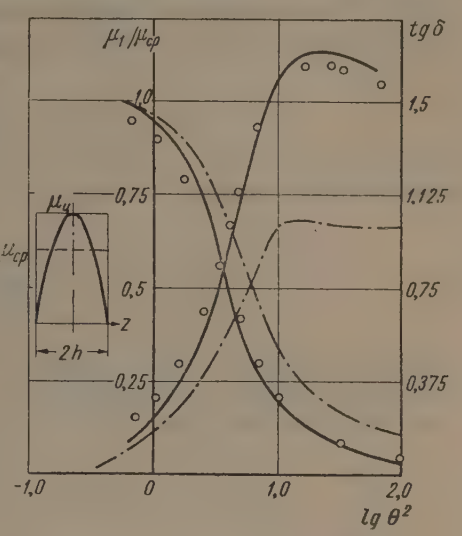


Рис. 1. Относительное изменение начальной проницаемости и тангенса угла потерь в функции обобщенного параметра скин-эффекта $\theta^2 = 2\mu_0\mu\sigma f h^2$. Штрих-пунктирные кривые построены для однородной пластины по соотношению (2), сплошные — для неоднородной пластины, в которой изменение проницаемости по сечению описывается параболой $\mu(z) = \mu_ц\left[1 - \left(\frac{z}{h}\right)^2\right]$. Экспериментальные точки относятся к образцам сплава 79НМ в виде ленты толщиною 0,15 мм при $T = -30°$

Распределение магнитных свойств по сечению пластины может быть приближенно аппроксимировано квадратичной параболой (рис. 1). При этом уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \dot{H}}{\partial z^2} = i\mu_ц\left[1 - \left(\frac{z}{h}\right)^2\right]\mu_0\sigma\omega\dot{H} \tag{3}$$

или, полагая $\theta^2 = 2\mu_{cp}\mu_0\sigma f h^2$, где $\mu_{cp} = \frac{2}{3}\mu_ц$,

$$\frac{\partial^2 \dot{H}}{\partial x^2} = i\frac{3}{4}\theta(1 - x^2)\dot{H} \tag{4}$$

$\left(\text{при } x = \frac{z}{h}\right)$.

Для наиболее интересной области изменения θ^2 (от 0 до 10) решение уравнения (4) не может быть представлено в известных функциях, поэтому решение для распределения поля $\dot{H}(x)$ ищется в виде ряда по степеням x:

$$\dot{H}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n \tag{5}$$

при двух граничных условиях:

$$1)\ \dot{H}(x)_{x=\pm 1} = \dot{H}_0, \tag{6}$$

где $\dot{H}_0$ — поле на поверхности пластины;

$$2)\ \left[\frac{\partial \dot{H}(x)}{\partial x}\right]_{x=0} = 0, \tag{7}$$

так как из условия симметрии $\dot{H}(+x) = \dot{H}(-x)$.

Условие (7) означает, что все коэффициенты с нечетными n равны нулю. Подставляя (5) в уравнение (4) и приравнивая после дифференцирования коэффициенты при одинаковых степенях x, находим основное соотношение между членами ряда:

$$n(n-1)a_n = i\left(\frac{3}{4}\theta^2\right)(a_{n-2} - a_{n-4}), \tag{8}$$

из которого следует, что любой член ряда (5) может быть выражен

через два предыдущих члена, т. е. в конечном счете через a_0:

$$a_n = a_0 \Psi_n(\theta^2), \tag{9}$$

где Ψ_n определяется из (8) последовательно для каждого n, начиная с $n = 2$, и является только функцией θ^2. В свою очередь, a_0 выражается через значение поля $\dot{H}_0$ на поверхности пластины. Согласно (5)

$$\dot{H}_0 = \dot{H}(\pm 1) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n = a_0 \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(\theta^2); \tag{10}$$

далее ищется среднее по сечению пластины значение индукции:

$$\dot{B}_{\text{ср}} = \int_{-1}^{1} \mu(x)\dot{H}(x)\,dx, \tag{11}$$

которое также выражается через коэффициент a_0 и числовой ряд, определяемый величиной параметра θ^2. Относительное изменение комплексной магнитной проницаемости

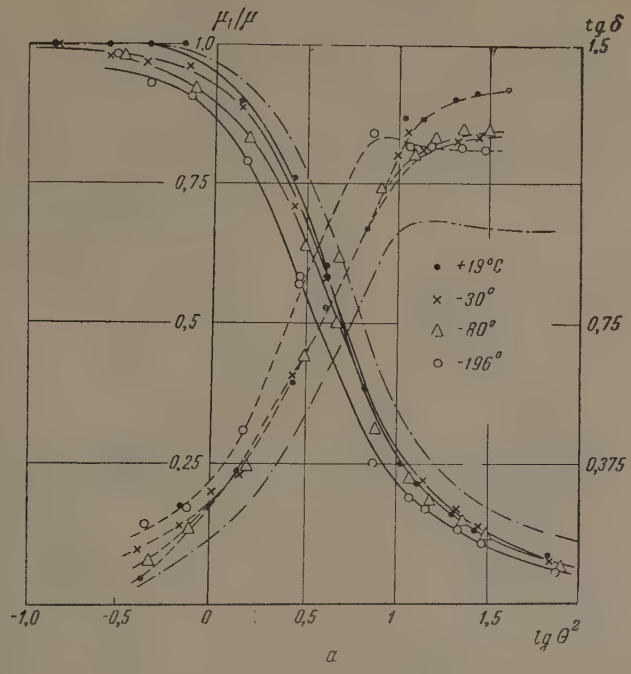
$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_{\text{ср}}} = \frac{\mu_1 - i\mu_2}{\mu_{\text{ср}}} = \frac{\dot{B}_{\text{ср}}}{\dot{H}_0 \mu_{\text{ср}}} \tag{12}$$

рассчитывается путем деления суммы ряда (11) на сумму ряда (10), которые вычисляются для нескольких значений параметра θ^2 при его изменении от 0,1 до 100 (соответственно $\lg\theta^2$ меняется от —1 до 2).

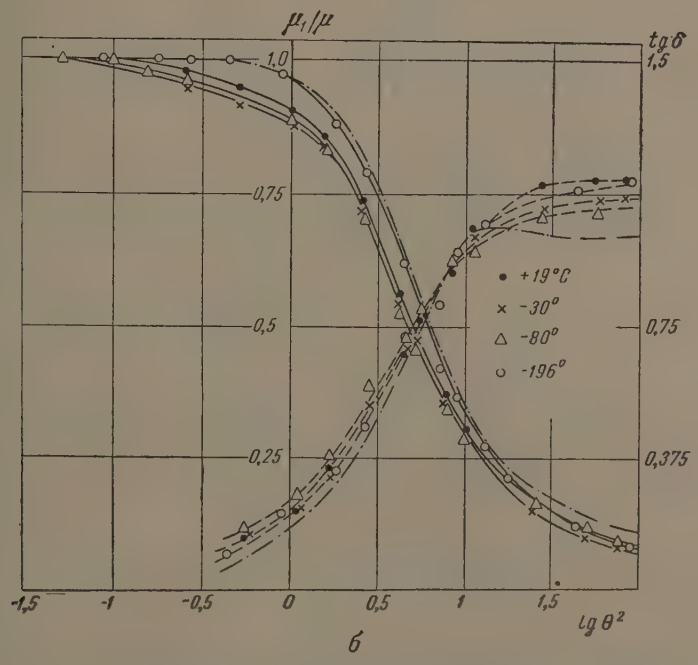
Окончательное решение приведено на рис. 1. Там же нанесены экспериментальные точки для сплава 79НМ (крайняя точка $\lg\theta^2 = 2$ соответствует частоте $f = 30$ kHz). Как видно, экспериментальные точки весьма близки к рассчитанной кривой, и это приводит к выводу о том, что наблюдаемое дополнительное снижение проницаемости и рост тангенса угла потерь обусловлены макроскопической неоднородностью, а не наличием магнитной дисперсии.

В настоящее время опубликован ряд экспериментальных работ по частотной зависимости магнитной проницаемости пермаллоя [9—11], из которых следует, что наблюдаемый спад проницаемости всегда больше, чем можно ожидать от действия вихревых токов в однородной пластине. Для выяснения причин этого спада были проведены более подробные измерения на образцах двух сплавов*. В сплаве 50Н (рис. 2,*а*) отклонения экспериментальных данных от расчетной кривой поверхностного эффекта в однородной пластине весьма значительны, и они не зависят от температуры, за исключением температуры — 196°. По приведенным данным можно было бы сделать вывод о существовании в этом сплаве магнитной дисперсии на сравнительно низких частотах и ее особенностях при температуре жидкого азота. На самом деле эта дисперсия только кажущаяся. После того как у измеренного образца наружные слои, обладающие худшими свойствами, были удалены методом электролитической полировки [12], его частотная характеристика изменилась (рис. 2, *б*) и она почти совпадает с расчетной кривой однородной пластины, причем никакой низкотемпературной особенности не наблюдается. Несколько иная картина имеет место в Мопермаллое (сплав 79НМ). Здесь также наблюдается сильное отклонение экспериментальных данных от расчетной кривой для однородной пластины и достаточно ясно выражена температурная зависимость (рис. 3, *а*). Однако, как и в случае 50%-ного пермаллоя, эта зависимость только кажущаяся. После удаления наружных слоев методом электрополировки все экспериментальные кривые, измеренные при различных температурах,

* Измерения проведены на мостике Максвелла с погрешностью не более 5%.



а



б

Рис. 2. Относительное изменение начальной проницаемости μ_1/μ и тангенса угла потерь tg δ сплава 50Н: *а* — пластина толщиною 0,2 мм; точка $\lg\theta^2 = 2$ при температуре $T = 20°$ соответствует частоте $f = 75$ kHz, при $T = -196°$ — частоте, $f = 40$ kHz; *б* — пластина толщиною 0,12 мм, полученная из пластины 0,2 мм путем ее электролитического утонышения; точка $\lg\theta^2 = 2$ при $T = 20°$ соответствует $f = 200$ kHz; при $T = -196°$ — частоте $f \approx 100$ kHz. Штрих-пунктиром обозначены расчетные кривые для однородной пластины

практически совпадают между собой, хотя и отклоняются заметно от расчетной кривой однородной пластины (рис. 3, *б*). Это означает, что в данном сплаве магнитная дисперсия несомненно существует, однако она не зависит от температуры. Таким образом, экспериментальные результаты, полученные на различных образцах одного и того же сплава (однородном и неоднородном), приводят к прямо противоположным выводам о проявлении магнитной дисперсии и ее температурной зависимости.

На основании изложенного можно заключить, что во всех

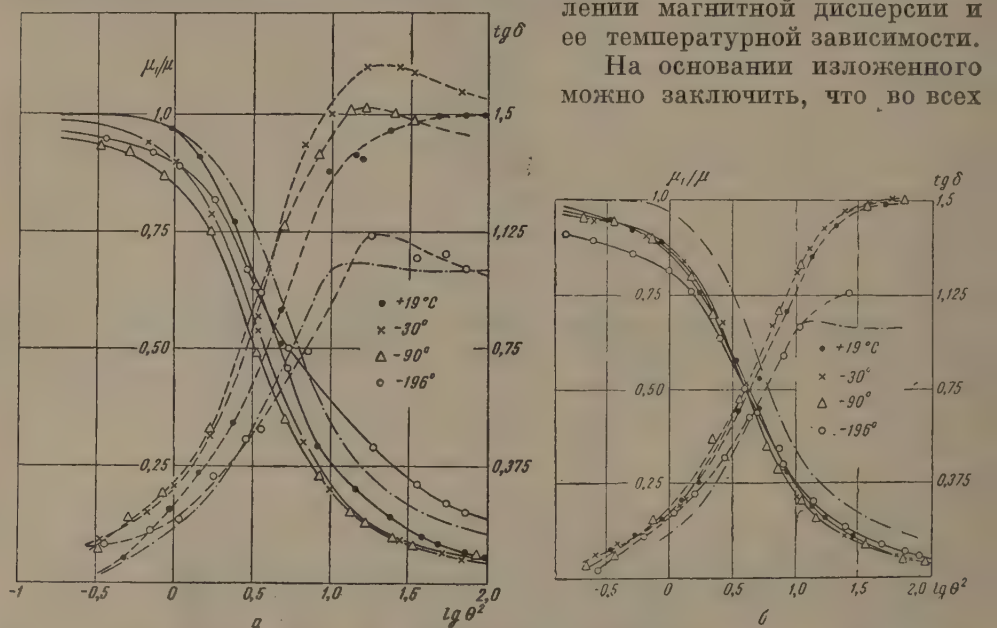


Рис. 3. Относительное изменение начальной проницаемости μ_1/μ и тангенса угла потерь $\operatorname{tg}\delta$ сплава 79НМ: *а* — пластина толщиною 0,15 мм; точка $\lg\theta^2 = 2$ при $T = 20°$ соответствует $f \approx 20$ kHz; при $T = -90°$ — частоте $f = 60$kHz; *б* — пластина толщиною 0,08 мм, полученная из пластины 0,15 мм путем ее электролитического утоньшения. Точка $\lg\theta^2 = 2$ при $T = 20°$ соответствует $f \approx 75$ kHz; при $T = -90°$ — частоте $f \approx 170$ kHz. Штрих-пунктиром обозначены расчетные кривые для однородной пластины

тех случаях исследования магнитной дисперсии металлических ферромагнетиков, когда детально не проверялась макроскопическая однородность используемых образцов, значения динамических параметров вещества (т. е. характеристических частот или постоянных времени), вычисленных по экспериментальным частотным характеристикам, не могут считаться правильными, равно как может быть признан спорным и сам факт обнаружения магнитного последействия.

ЦНИИЧермет

Цитированная литература

1. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. II.— ОНТИ, М., 1936.
2. Поливанов К. М., Статья в Сб. «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики», стр. 29.—Изд. АН СССР, М., 1946.
3. Peterson E. K., Wrathall L. R., Proc. I. R. E., **24**, *2*, 275 (1936).
4. Lynch A. C., Soft Magnetic Materials for Telecommunications.— London, 1953.
5. Поливанов К. М., Изв. АН СССР. Сер. физ., **12**, 98 (1948).
6. Feldtkeller R. Frequenz, **3**, *4*, 111 (1949).
7. Epelboin I., J. phys. et radium., **12**, *3*, 361 (1951); Rev. métallurgie, *3*, 183, *7*, 472 (1950); *12*, 863 (1952).
8. Гурвич Е. И., Кондорский Е. И., Докл. АН СССР, **104**, 530 (1955).
9. Пильщиков А. М., Статья в сборнике «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики», стр. 67,— Изд. АН СССР, М., 1946.
10. Телеснин Р. В., Ушаков К. Л., Ж. техн. физ., **20**, 1366 (1950).
11. Гурвич Е. И., Кондорский Е. И., Попова В. П., Прецизионные сплавы. Сб. тр. ЦНИИЧермет, стр. 131, вып. 15. — Металлургиздат, 1956.
2. Гурвич Е. И., Синицын К. К., Заводск. лаборатория, **31**, 1206 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. А. ФОМЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ ПРОНИЦАЕМОСТИ И АБСОРБЦИИ В Mn — Zn ФЕРРИТАХ

I. ДИСПЕРСИЯ ТЕЛА

Введение

Магнитные радиочастотные спектры проницаемостей $\bar{\mu}' = \mu_1 - j\mu_2$ тела Mn—Zn ферритов изучались на образцах: различных размеров [1—7], подвергнутых сжатию [4] и подмагниченных постоянным полем [3, 8]. Некоторые сведения по магнитным спектрам, кроме того, были даны в работах [9—15], по электрическим спектрам проницаемостей $\bar{\varepsilon}' = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2$ тела — в работах [1—3, 8, 13] и в обзорах [16—20]. Обсуждались также смежные вопросы: электропроводности [1—8, 13, 16—23]; низкочастотной дисперсии [16, 17, 24]; частотной зависимости необратимых процессов намагничения [12, 16, 17, 24]; влияния структуры ферритов на характер обратимых процессов их намагничения [5, 25, 26]; констант анизотропии и внутренних эффективных полей анизотропии [27, 28]; влияния объемного резонанса на сверхвысоких частотах [29, 30] и пр.

Исследования [1—15] спектров ферритов производились в относительно узком диапазоне частот, включавшем в себя в двух случаях [1, 5] лишь самые начальные участки обнаруженной нами [31] широкой области значений $(\mu_1 - 1) < 0$. Не давая возможности судить об общем ходе кривых, эти исследования нельзя считать достаточным экспериментальным обоснованием резонансного характера дисперсии тела. Цель настоящей работы — более детальное изучение спектров тела неметаллизованных и металлизованных сердечников Mn — Zn ферритов различных размеров.

1. Объекты и методика исследования

Состав, размеры и магнитные характеристики образцов приведены в таблице. Измерения магнитных спектров производились по методике [33]. Электрические спектры и удельные электрические сопротивления ρ исследуемых ферритов на постоянном токе измерялись по методике несимметричного электрического опыта Поливанова [34] и работ [31], на тороидальных сердечниках с сошлифованными поверхностными слоями, гальванически металлизованных по двум цилиндрическим поверхностям, помещенных в отрезок коаксиальной линии.

2. Результаты исследования и их обсуждение

1. Магнитные спектры образцов различных размеров представлены на рис. 1 и 2. Из графиков следует, что для ферритов, обладающих приближенно одинаковыми значениями радиочастотной проницаемости μ_{rf} (при 0,2 MHz), с увеличением размеров сечения сердечника:

а) постепенно понижаются частоты f_f и f_h (при которых, соответственно, $\mu_1 - 1 = 0$ и $\mu_1 = \mu_{1\,\min}$);

б) растут величины относительных максимумов кривых адсорбции $\mu_{2\,\max}/\mu_{rf}$ и дисперсии $\mu_{1\,\max}/\mu_{rf}$;

Основные характеристики обследованных Mn — Zn ферритов *

№ образца	μ_{rf}, Gs Oe^{-1}	Размеры тороидов, см			ξ_{11}	ρ, Ω·см	Магнитные проницаемости			Характеристические частоты			
		D_a	D_i	h			μ_{1max}	μ_{1min}	μ_{2max}	f_b	f_u	f_f	f_h
1	1180	1,84	0,85	0,548	1,85	—	1430	— 34	785	1,0	3,0	11	15
2	1330	3,37	1,96	0,750	0,945	1960	1580	— 40	956	1,0	2,0	6,4	12
3	980	0,789	0,415	0,268	10,6	—	1180	— 16	510	1,2	3,0	35	40
4	1295	2,26	1,20	0,550	1,72	1140	1508	— 20	846	1,0	2,5	12	15
6	1048	2,27	1,20	0,56	1,67	3040	1245	— 15	662	1,0	2,5	13	18
21	2245	1,82	0,850	0,540	1,92	147	2265	— 87	1370	0,9	3,0	6,4	10
22	1425	1,85	0,855	0,535	1,89	15	1440	— 17	800	0,8	2,5	12	20
23	2225	1,81	0,840	0,520	1,99	70	2290	— 94	1355	0,8	2,8	6,2	9,0
24	2070	1,82	0,840	0,525	1,87	—	2110	— 70	1265	0,9	3,0	6,5	10
25	1740	1,85	0,860	0,550	1,84	—	1780	— 27	980	0,8	1,8	11	35
26	2180	3.20	1,85	0,665	1,12	930	2400	—100	1490	0,7	2,0	4,8	7,0
27	2280	0,768	0,410	0,222	12,9	—	2280	— 67	1066	0,8	1,8	15	20
28	2200	3,87	2,49	0,707	1,02	—	—	—	—	—	3,0	4,5	6,0
29	2450	6,80	4,30	1,28	0,312	700	2980	—138	2600	0,8	1,5	2,1	2,9
29a	2450	6,80	4,30	1,28	0,312	700	3040	—290	3040	0,8	1,2	1,4	1,8
30	2560	2,14	1,15	0,492	2,05	740	2780	—136	1680	0,7	3,2	6,0	9,0
31							2640	—132	1970	0,8	2,5	4,1	6,0
31a	2430	3,94	2,49	0,712	0,920	420	2750	—340	2350	0,8	1,8	2,2	3,2
31б							2680	—160	2040	—	2,1	3,3	4,8
32	1780	0,742	0,400	0,229	13,3	400	1885	— 24	855	1,1	3,5	30	—
32a	1780	0,742	0,400	0,229	18,3	400	1880	— 47	850	1,1	3,5	20	40
34	2230	2,00	1,19	0,402	3,08	—	2420	— 81	1230	0,7	2,8	9,0	15
41	3760	2,07	1,09	0,495	2,06	84	3790	— 60	2160	0,3	1,0	4,3	7,5
41	3760	2,00	1,15	0,407	2,89	84	3790	—	2020	0,3	1,1	6,0	—
42	3300	1,98	1,20	0,386	3,33	144	3430	—176	2000	0,35	1,2	3,5	5,5
43	2560	2,00	1,17	0,375	3,23	32	2675	— 85	1530	0,4	1,5	5,2	8,0

* Образцы [32] сгруппированы по типам: № 1—6 — Оксифер М-1000 (исходный состав в % мол.: 55,3 Fe_2O_3; 14,5 ZnO; 30,2 MnO); № 21—34 — Оксифер М-2000 (соответственно: 53,8; 13,8 и 32,4% мол); № 41—43 — Оксифер М-3000 (соответственно: 53; 20,8 и 26,2 % мол). Магнитные проницаемости образцов № 29 и 31 на 15 kHz соответственно равны 2350 и 2250 Gs Oe^{-1}. Данные для образцов № 42, 43, 29а, 31а и 32а получены на сердечниках с сточенными поверхностными слоями, металлизованных по двум цилиндрическим поверхностям. Образец № 31б вместо металлизации был покрыт аквадаком.

в) вершины кривых μ_2, вначале расплывчатые, обнаруживающие два максимума поглощения, постепенно становятся более острыми.

Своеобразен также вид кривых зависимости тангенса угла потерь тела $\operatorname{tg}\bar{\Delta}(f)$ (рис. 3). Кривые, аналогичные рис. 1 и 2, получаются также при уменьшении сечения образцов посредством их шлифовки.

2. На рис. 4 и 5 приведены типичные для Mn — Zn ферритов электрические спектры тела сердечников различных размеров. Рис. 4 соответствует образцу с бо́льшим значением ρ, а рис. 5 — с меньшим. Значения μ_{rf} обоих образцов до стачивания были одинаковы.

По мере уменьшения одной стороны поперечного сечения сердечника спектры постепенно смещаются в сторону высоких частот (рис. 4). Однако, у одного из образцов (рис. 5) эта закономерность хотя и сохраняется, но максимум на кривой $\varepsilon_2(f)$, замаскированный токами проводимости, вырождается в «ступеньку».

3. Было обнаружено, в согласии с [31], что металлизация сердечников Mn — Zn ферритов вызывает значительный сдвиг (рис. 6 и таблица) магнитных спектров в сторону низких частот. Поливанов [35] находит, что это связано с изменением условий распространения поля в сердечнике. При металлизации: а) смещаются частоты f_f, f_h и f_u (причем f_u — частота максимума μ_2); б) растут проницаемости $\mu_{1\,max}$, $\mu_{2\,max}$, а

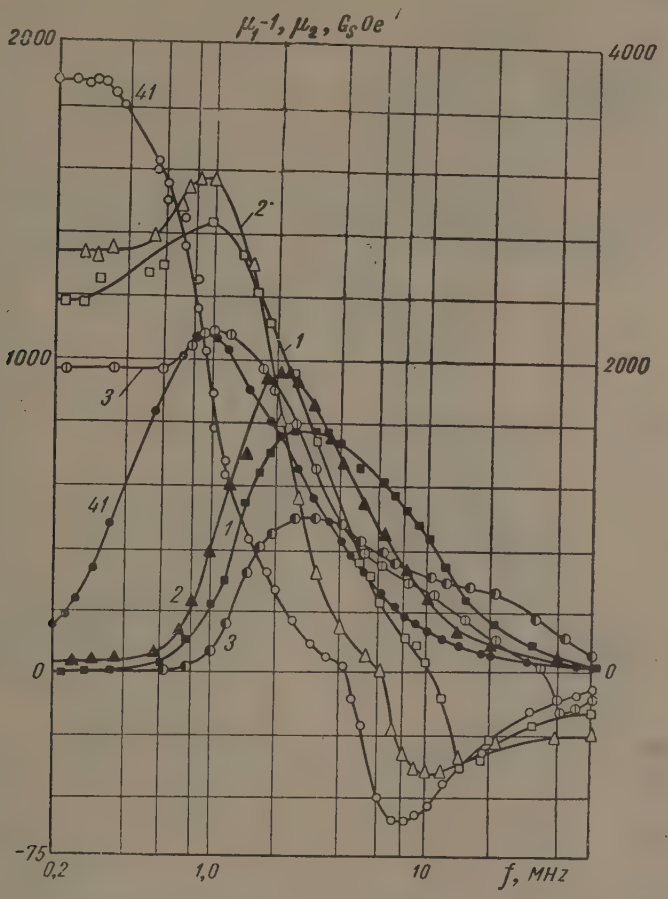


Рис. 1. Магнитные спектры проницаемостей тела образцов № 1—3 и 41, неметаллизованных, различных размеров. Масштаб для спектров образца № 41 дан справа. Числа на кривых — номера образцов. Значения $\mu_1 - 1$ — белые кружки и треугольники; μ_2 — черные

$\mu_{1\,min}$ убывает; в) растет $\operatorname{tg}\bar{\Delta}$ на низких радиочастотах. При металлизации сердечников малого сечения, поглощение в которых в основном связано со свойством их вещества, смещение частоты f_u и рост $\operatorname{tg}\bar{\Delta}$ отсутствуют. У Ni — Zn ферритов с металлизованным сердечником, у которых меньшие электрические ($\varepsilon' = \varepsilon - j\sigma'$) и приближенно равные магнитные ($\mu' = \mu - j\rho'$) проницаемости вещества, указанный эффект проявляется в сильно ослабленном виде (рис. 7).

4. Из теории известно [35], что в случае очень малых потерь ($\rho' \approx 0 \approx \sigma'$) основная частота объемного резонанса f_{00} неметаллизованного сердечника прямоугольного сечения определяется выражением:

$$f_{00} = 3 \cdot 10^{10}/\lambda_{00} = 3 \cdot 10^{10}\,(\mu\varepsilon/\xi_{11})^{-1/2}, \qquad (1)$$

где $\xi_{11} = 0{,}25\,(a^{-2} + h^{-2})$; $a = 0{,}5\,(D_a - D_i)$; λ_{00} — резонансная длина волны в *см*.

Во всех ранее опубликованных работах в качестве экспериментального значения частоты f_{00} принимались или частота f_u, или частота f_b максимума μ_1, что вполне справедливо при отсутствии потерь, когда $f_b \approx f_u = f_1$. В нашем случае $\rho' \gg 0 \ll \sigma'$, поэтому необходимо принять более точное определение f_{00}, исходя из типового условия $\mu_1 - 1 = 0$, т. е. $f_{00} = f_1$.

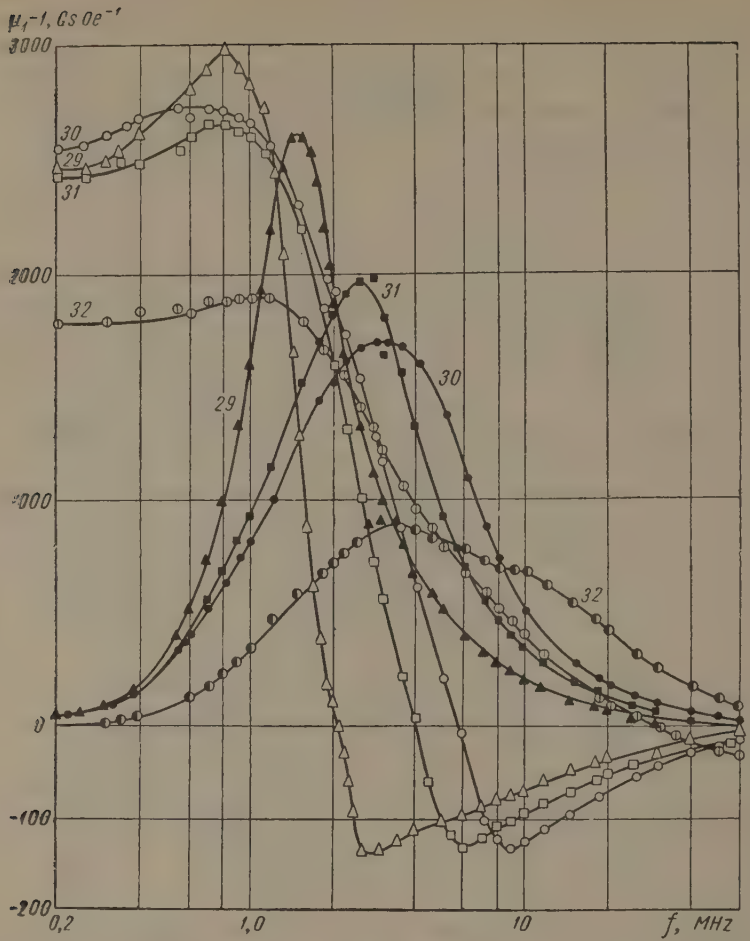


Рис. 2

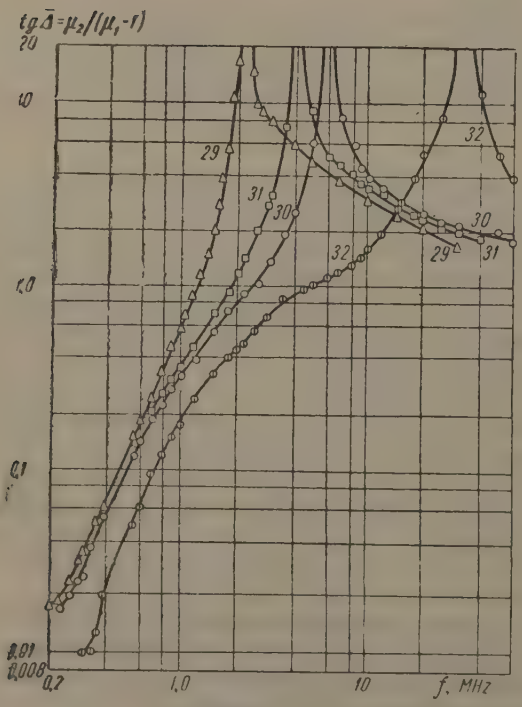


Рис. 3

Рис. 2. Магнитные спектры проницаемостей тела образцов № 29—32, взятых из одной строго идентичной партии. Числа на кривых — номера образцов. Значения μ_1 — белые кружки и треугольники, μ_2 — черные

Рис. 3. Тангенсы углов магнитных потерь тела $tg\,\bar{\Delta} = \mu_2 / (\mu_1 - 1)$ образцов № 29—32

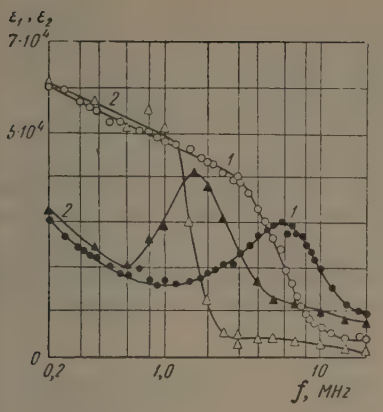


Рис. 4. Электрические спектры проницаемостей тела образца № 30 (μ_{rf}=2340 GsOe^{-1}), сошлифованного до следующих размеров: *1* — $D_a = 1{,}98$ см, $D_i = 1{,}19$ см, $h = 0{,}217$ см, *2* — $D_a = 2{,}12$ см, $D_i = 1{,}16$ см, $h = 0{,}453$ см. Черными кружками и треугольниками обозначены ε_2, светлыми — ε_1

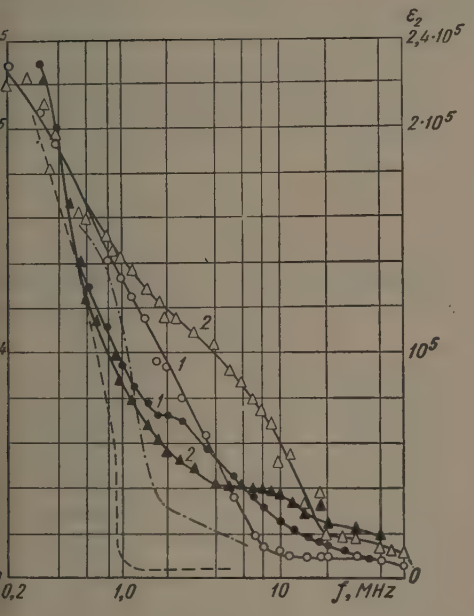


Рис. 5

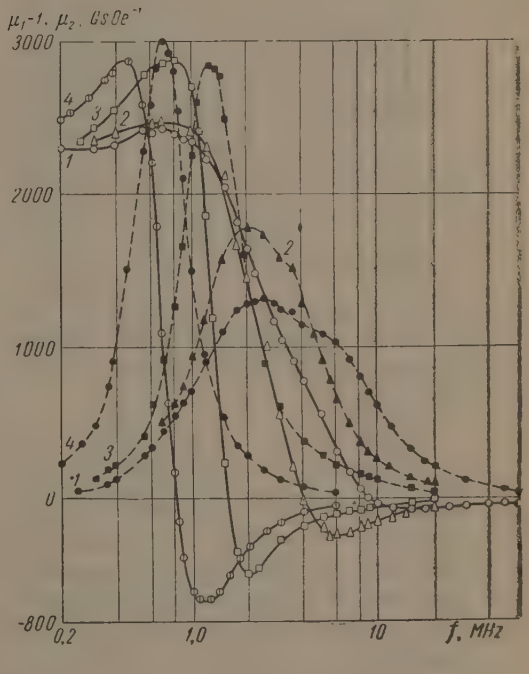


Рис. 6

Рис. 5. То же, что на рис. 4, для сошлифованного образца № 43: $D_a = 2{,}0$ см, $D_i = 1{,}17$ см, при h равных: *1* — 0,186 см ($\mu_{rf} = 2500$ Gs Oe^{-1}); *2* — 0,0925 см ($\mu_{rf} = 1890$ Gs Oe^{-1}). Пунктиром приближенно намечен ход кривой $\varepsilon_1(f)$ при $h = 0{,}375$ см ($\mu_{rf} = 2560$ Gs Oe^{-1}), штрих-пунктиром — $\varepsilon_2(f)$ (на низких радиочастотах кривая $\varepsilon_2(f)$ сливается с соответствующими кривыми *1* и *2*)

Рис. 6. Магнитные спектры проницаемостей тела образца № 30, сошлифованного до размеров $D_a = 1{,}98$ см, $D_i = 1{,}18$ см, $h = 0{,}445$ см. Сердечники: *1* — неметаллизованный, *2* — металлизованный по двум цилиндрическим поверхностям, *3* — металлизованный по двум цилиндрическим и одной торцовой поверхности, *4* — металлизованный по всем четырем поверхностям (в слое металлизации торцовой поверхности кольцевой пропил шириной ~ 0,1 см). Кривые абсорбции даны пунктиром. При металлизации только одной наружной цилиндрической поверхности спектр характеризовался следующими параметрами: $\mu_{1\min} = -91$ Gs Oe^{-1}, $\mu_{2\max} = 1435$ Gs Oe^{-1}, $f^u = 2{,}5$ MHz, $f_f = 6{,}8$ MHz, $f_h - 9{,}5$ MHz. Светлые кружки и треугольники — μ_1, черные — μ_2

Проведенный нами анализ [37] показывает, что частота f_{00} реального сердечника в зависимости от величины потерь может отличаться от значений, рассчитанных по формуле (1), на множитель порядка $0{,}5 \div 1{,}2$.

Непосредственное количественное сопоставление f_f с расчетными по формуле (1) значениями f_{00}, ввиду неизвестности параметров μ' и ε', здесь не представляется возможным [37]. Поэтому ограничимся следующим: сопоставим относительные смещения частот f_f, измеренные на образцах, сошлифованных до различных размеров (с близкими значениями μ_{rf})

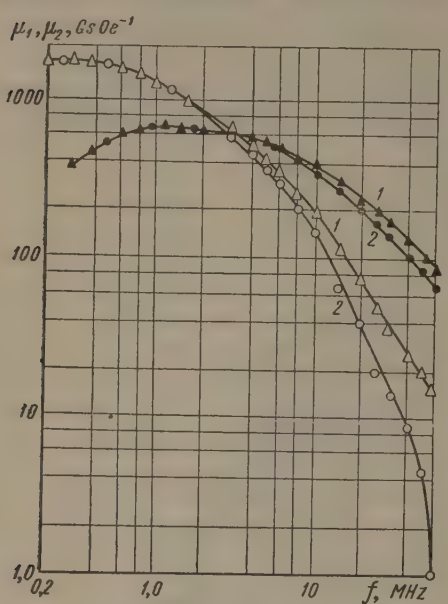


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но Ni — Zn феррит типа Оксифер-2000 [36], поверхностные слои сошлифованы на глубину 0,2 мм, $D_a = 3{,}82$ см, $D_1 = 2{,}43$ см, $h = 0{,}660$ см: *1* — неметаллизованный сердечник, *2* — металлизованный по всем четырем поверхностям (с пропилом в торцовой поверхности). Светлыми кружками и треугольниками обозначены μ_1, черными μ_2

с частотами f_{00}, рассчитанными по формуле (1). Так, например, для образца № 21 имеем *: $f_f^{(0,404)}/f_f^{(0,54)} = 1{,}17$; $f_f^{(0,258)}/f_f^{(0,54)} = 1{,}64$ и $f_f^{(0,117)}/f_f^{(0,54)} = 6{,}26$.

Расчеты по формуле (1) дают: $f_{00}^{(0,404)}/f_{00}^{(0,54)} \approx (\xi_{11}^{(0,404)}/\xi_{11}^{(0,54)})^{1/2} = 1{,}16$, $f_{00}^{(0,258)}/f_{00}^{(0,54)} \approx 1{,}58$ и $f_{00}^{(0,117)}/f_{00}^{(0,54)} \approx 3{,}16$. Эти значения удовлетворительно согласуются с экспериментом (если учесть, что $\mu\varepsilon$ убывает с частотой). Так же согласуются величины f_f/f_f^{II} (таблица и рис. 6) и $f_{00}/f_{00}^{II} \approx (\xi_{11}/\xi_{11}^{II})^{1/2}$ (для обследованных сердечников $(\xi_{11}/\xi_{11}^{II})^{1/2} = \sqrt{2}$), характеризующие относительное смещение спектров при металлизации сердечников **. Для сердечников относительно больших и малых размеров (образцы № 29 и 32) экспериментальные значения $f_f/f_f^{II} \approx \sqrt{2}$, что хорошо согласуется с теорией, так как значения μ и ε в области частоты объемного резонанса каждого из этих сердечников остаются почти постоянными.

Заключение

Проведенное изучение позволяет дать феноменологическое описание спектров тела Mn — Zn ферритов и указывает следующее:

1. Справедливо описание спектров двумя дисперсионными механизмами — дисперсией тела и дисперсией вещества.

* Цифровые индексы вверху у f_f обозначают аксиальную толщину h образца.

** Частоты f_{c0}^{II} сердечника, металлизованного по двум цилиндрическим поверхностям, мы определяли по формуле (1) при $\xi_1^{II} \approx 0{,}25\ h^{-2}$, т. е. имели:

$$f_{00}^{II} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2h\sqrt{\mu\xi}}.$$

Последнее выражение получено нами из уравнения:

$$\overline{\mu'} = \mu' (\zeta h/2)^{-1} \operatorname{th} (\zeta h/2),$$

где $\zeta = j\,(2\pi f/3 \cdot 10^{10})\sqrt{\mu'\varepsilon'}$, $\rho' = 0 = \sigma'$, откуда $\mu_1 = \mu\,[(\zeta/j)\,(h/2)]^{-1} \operatorname{tg}\,[(\zeta/j)\,(h/2)]$.

2. Существует широкая область значений $\mu_1 - 1 < 0$, которая, в сочетании с зависимостями $\mu_{2\,max}/\mu_{rf} > 0{,}5$ и $\mu_{1\,max}/\mu_{rf} > 1$, свидетельствует о резонансном характере дисперсии тела.

3. Объемный резонанс можно считать основным механизмом, ответственным за изменение характера спектра.

4. Кривые $\bar{\mu}'(f)$ зависят от степени металлизации сердечников; в частности, есть возможность качественной оценки методом металлизации степени развития объемного резонанса в образце.

5. Дисперсия тела Mn — Zn ферритов доступна легкой управляемости, что открывает возможность моделирования явлений дисперсии и абсорбции.

Цитированная литература

1. Brockman F. G., Dowling P. H., Steneck W. G., Phys. Rev., **75**, 1298 (1949); **77**, 85 (1950).
2. Polder D., Proc. I. E. E., **2**, 97, 246 (1950).
3. Heister W., Arch. Electrotechnik, **41**, *3*, 142 (1953).
4. Alley R. E., Schnettler F. J., J. Appl. Phys., **24**, 1524 (1953).
5. Guillaud G., Convention on Ferrites of the I. E. E., R. 2221, Oct. (1956).
6. Heister W., Techn. Mietteilungen Krupp., **15**, *6*, 130 (1957).
7. Glover W. F., Convention on Ferrites of the I. E. E., R., 2232, Oct. (1956).
8. Möltgen G., Z. angew. Phys., **4**, 216 (1952).
9. Beljers H. G., Snoek J. L., Philips Techn. Rev., **11**, 313 (1950).
10. Guillaud C., Barbezat A., J. Recherches, *11*, 83 (1950).
11. Kornetzki M., Z. angew. Phys., **3**, 5 (1951); Kornetzki M., Brachman J., Frey J., Gieseke W., Ibid **4**, 371 (1952).
12. Wijn H. P. J., Went J. J., Phys. the Hague, **17**, 977 (1951).
13. Went J. J., Gorter E. W., Philips Techn. Rev., **13**, 181 (1952). (перевод в сб. «Вопросы радиолокационной техники», I.— ИЛ, М., 1953)
14. Blewett J. P., Blewett M. H., Plotkin M., Rev. Sci. Instr., **24**, 800 (1953).
15. Hipskind G. S., Electrical Manufacturing, **56**, *2*, 108 (1955).
16. Smit J., Wijn H. P. J., Advances in Electronics and Electron Physices, v. **6**, p. 70 — Academic Press, N. Y., 1954.
17. Gorter E. W., Proc. I. R. E., **43**, 1941 (1955).
18. Halem J., Electronische Rundschau, **3**, 98 (1955).
19. Van Uitert L. G., Proc. I. R. E., 44, 1294 (1956).
20. Фоменко Л. А., Успехи физ. наук, **64**, *4*, 669 (1958).
21. Guillaud C., Paulus M., Vautier R., Compt. Rend., **242**, 2712 (1956).
22. Broz J., Cesksol. casop. fys., **6**, 296 (1956).
23. Suchet J. P., Proc. I. R. E., **45**, *3*, 360 (1957).
24. Wijn H. P. J., Heide H., Rev. Mod. Phys., **25**, 98 (1953); Wijn H. P. J., L'onde Electr., **34**, 418 (1954); Philips Res. Rep., **10**, 239 (1955).
25. Guillaud C., Paulus M., Compt. Rend., **242**, 2525 (1956).
26. Vautier R., Ann. Phys., 9, 322 (1954). Compt. Rend., **242**, 2814 (1956).
27. Galt J. K., Yager W. A., Remeika J. P., Merritt F. R., Phys. Rev., **83**, 470 (1951). (Перев. в сб. «Проблемы совр. физики», т. 5, стр. 148—1952),
28. Krupicka S., Ceskol. casop. fys., **6**, 458 (1956).
29. Yager W. A., Galt J. K., Merritt F. R., Wood E. A., Phys. Rev., **80**, 744 (1950) (Перев. в сб. «Ферромагнитный резонанс», стр. 185.— ИЛ, М., 1952).
30. Смольков Н. А., Моргунов Н. Н., Стеблин В. Е., Вестн. Моск. ун-та, Серия математ. и физ., *2*, 89 (1956); Ломидзе Г. А., Радиотехника и электроника, **2**, 1297 (1957).
31. Фоменко Л. А., Научно-технич. конфер.— Изд. ВНОР и Э им. А. С. Попова, Л., 1957; Научная сессия, посвященная дню радио.— Изд. ВНОР и Э им. А. С. Попова, М., 1957; XIII Научно-технич. конфер. — Изд. ВНОР и Э им. А. С. Попова, Л., 1958; Ж. техн. физ., **38**, 534 (1958); Научные доклады высшей школы, Электромеханика и автоматика, *1*, 38 (1958).
32. Пискарев К. А., Научно-технич. сб., вып. 3.— Л., 1955.
33. Фоменко Л. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **21**, 1201 (1951); 24, 365 (1953): **30**, 18 (1956).
34. Поливанов К. М., Докл. АН СССР, 95, 61 (1954); Электричество, **3**, 19 (1954); Кузнецкий В. В., Автореферат диссертации. — МЭИ, М., 1955; Изв. АН СССР, Сер. физ., 20, 1274 (1956); Поливанов К. М. и Кузнецкий В. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1310 (1956).
35. Поливанов В. В., В сб. Тр. МЭИ, вып. 14.— ГЭИ, Л., 1953; Ферромагнетики.— ГЭИ, М.—Л., 1957.
36. Шольц Н. Н., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 465 (1954).
37. Фоменко Л. А., см. настоящий номер журнала стр. 336

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. А. ФОМЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ ПРОНИЦАЕМОСТИ И АБСОРБЦИИ В Mn—Zn ФЕРРИТАХ

II. ДИСПЕРСИЯ ВЕЩЕСТВА

Введение

Результаты исследования радиочастотных магнитных и электрических спектров проницаемостей вещества* Mn — Zn ферритов рассматривались в литературе трижды**: Брокманом, Даулингом и Стенеком [1*],Праше и Билотеттом [2] и автором [31*]. Исследование [1*] было проведено только на стержневых образцах ферритов с $\mu_{rf} \approx 1300$ $CsOe^{-1}$, причем определение проницаемостей вещества производилось весьма сложным образом; полученные данные частично обнаруживали несогласие с теорией.

Целью настоящей работы является дальнейшее изучение спектров вещества высокопроницаемых Mn — Zn ферритов другими методами.

1. Объекты и методика исследования

1. В качестве объектов исследования были выбраны образцы № 30 и 43 приближенно одинаковых размеров с сошлифованными поверхностными слоями. Сердечники резко различались по электрическим параметрам их вещества, но имели близкие значения μ_{rf}. Исследование спектров вещества производилось двумя методами: 1) по методу двух несимметричных опытов Поливанова [34*], 2) по приближенному методу трех несимметричных опытов, являющемуся некоторой, предложенной нами, модификацией метода [34*].

2. В первом случае магнитный опыт ставился на образцах, металлизованных по двум цилиндрическим поверхностям, а электрический опыт — на тех же образцах, но сошлифованных для соответствия граничных условий в обоих опытах до вдвое меньших аксиальных толщин. Постановка опытов признавалась правильной при условии приближенной независимости проницаемостей μ_{rf} и ε_{rf} (при 0,2 MHz) от толщины образца. Замена металлизации накладными экранами не рекомендуется вследствие появления воздушных прослоек между экраном и образцом.

Определение проницаемостей вещества феррита по данным проницаемостям тела μ_1, μ_2, ε_1 и ε_2, полученным из двух опытов, производилось путем совместного решения системы уравнений:

$$\frac{\mu'}{\varepsilon'} = \frac{\mu'}{\varepsilon'}, \qquad \bar{\mu}' \cdot \bar{\varepsilon}' = \mu' \cdot \varepsilon' \frac{\operatorname{th}^2 h_э \zeta}{(h_э \zeta)^2}, \tag{1}$$

где $h_э$ — аксиальная толщина образца в электрическом опыте в см; ζ —

* В настоящей работе применена терминология и система обозначений предыдущей статьи [1]. Все ссылки на «Цитированную литературу», на рисунки, а также на формулы работы [1] помечены звездочкой*

** В части магнитных спектров вещества Mn — Zn ферритов практически идентичные с [1*] результаты были недавно получены Праше [5*].

постоянная распространения, причем

$$\zeta = j(2\pi f/3\cdot 10^{10})\sqrt{\mu'\varepsilon'}.$$

Это решение может быть записано в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned}
\mu &= \sqrt{\frac{1}{2}\left[-AC_1 + BD + \sqrt{(A^2+B^2)(C_1^2+D^2)}\right]};\\
\varepsilon &= \frac{-C_1 + A\sqrt{(C_1^2+D^2)(A^2+B^2)^{-1}}}{2\mu};\\
\rho' &= \frac{D - B\sqrt{(C_1^2+D^2)(A^2+B^2)^{-1}}}{2\varepsilon};\quad \sigma' = \frac{D + B\sqrt{(C_1^2+D^2)(A^2+B^2)^{-1}}}{2\mu};
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

здесь

$$A = \frac{\mu_1\varepsilon_1 + \mu_2\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2};\quad B = \frac{\mu_1\varepsilon_2 - \mu_2\varepsilon_1}{\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2};\quad C_1 = \frac{p^2-n^2}{K};\quad D = \frac{2pn}{K};$$

где

$$p = 0{,}5\operatorname{arcth}\frac{2T\cos\tau}{1+T^2};\qquad n = 0{,}5\operatorname{arctg}\frac{2T\sin\tau}{1-T^2} + k\frac{\pi}{2},\quad k = 0, 1, 2, 3\ldots;$$

$$T = \sqrt[4]{F^2+G^2};\qquad \tau = 0{,}5\ \operatorname{arctg}\frac{G}{F} + k_1\frac{\pi}{2},\qquad k_1 = 0{,}1\ldots;$$

$$F = K(\mu_2\varepsilon_2 - \mu_1\varepsilon_1);\quad G = K(\mu_1\varepsilon_2 + \mu_2\varepsilon_1);\quad K = (2\pi h_э/\lambda_B)^2;\quad \lambda_B = 3\cdot 10^{10}/f.$$

3. Во втором случае из двух несимметричных опытов, как и ранее, находились μ_1, μ_2, ε_1 и ε_2, а из третьего опыта, который ставился на малых кусочках образца,— проницаемости ε и проводимости σ'. Последующее определение значений μ и ρ' осуществлялось расчетным путем:

$$\mu - j\rho' = \varepsilon(\bar{\mu}'|\bar{\varepsilon}') = (A\varepsilon + B\sigma') - j(A\sigma' - B\varepsilon). \quad (3)$$

2. Результаты исследования и их обсуждение

1. Результаты измерения спектров тела образцов № 43 и 30 представлены на рис. 1, 2, 4* и 5*. По данным кривых *1* упомянутых графиков при помощи формул (2) были вычислены спектры вещества ферритов (кривые *2* и *3* рис. 1 и 2). Результаты вычислений $\varepsilon'(f)$ в части образца № 43 (кривые *3* рис. 1) были проверены непосредственным измерением электрических спектров вещества (кривые *4* рис. 1). Оба метода дали удовлетворительное согласие, что можно рассматривать как экспериментальное обоснование метода трех несимметричных опытов. Спектр $\mu'(f)$, вычисленный по формуле (3), приближенно согласующийся с кривыми *2* рис. 1, представлен на том же графике (кривые *5*). Попытка аналогичного контроля данных $\varepsilon'(f)$ образца № 30 не дала удовлетворительного количественного результата, по-видимому, вследствие неоднородности сердечника и позволила лишь качественно наметить характер частотной зависимости ε и σ' (кривые *4* рис. 2) для $f > 3$ MHz. Поэтому указанные данные были проверены нами иным способом (см. ниже, раздел 3).

2. Рассмотрение кривых *2* рис. 1 и 2 показывает, что магнитные спектры вещества Mn — Zn ферритов имеют слабо выраженный резонансный характер и по своему внешнему виду подобны аналогичным спектрам Ni — Zn или других типов ферритов, отличаясь от них большими значениями частот f_μ и f_ε и меньшими значениями $\operatorname{tg}\Delta = \rho'/\mu$ на низких радиочастотах $f \sim 0{,}2$ MHz. Эти особенности спектров качественно могут быть объяснены большой величиной намагниченности насыщения I_s Mn — Zn ферритов, которая, например, для Оксифера-2000 (рис. 7*) составляет 200 Gs, а для М-2000 (рис. 2) достигает почти 400 Gs. Формулы, на

основании которых возможно объяснение [33*]:

$$f_u \approx f_0 \approx CI_s/(\mu_a - 1), \quad \operatorname{tg}\Delta \sim f/f_u, \tag{4}$$

где $C \approx ge/2mc$, f_0 — средняя резонансная частота дисперсии вещества.

Если, согласно [5*], положить, что проницаемость μ_{rf} высокопроницаемых Mn — Zn ферритов вызвана в основном процессами смещения границ, то наблюдаемая нами дисперсия μ может быть описана по Дёрин-

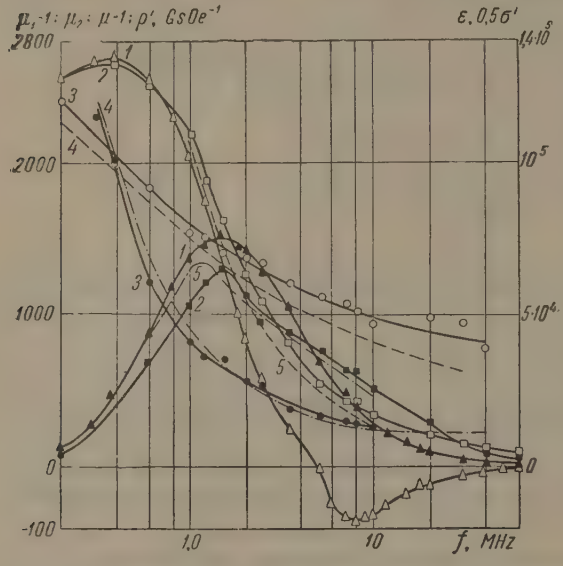


Рис. 1. Спектры проницаемостей образца № 43: *1* — магнитный спектр тела сердечника, металлизованного по двум цилиндрическим поверхностям; *2* и *3* — соответственно, магнитный и электрический спектры вещества (вычисленные по формулам (2), с использованием кривых *1* настоящего графика и рис. 5*); *4* — электрический спектр вещества, измеренный на малом кусочке вещества феррита; *5* — магнитный спектр вещества (вычисленный по формуле (3) с использованием кривых *1* и *4* настоящего графика и кривых *1* рис. 5*). Штрих-пунктиром и черными кружками, треугольниками и квадратами обозначены кривые поглощения

гу [3] резонансом их эффективной массы. Из теории [4] известно, что в случае преобладания процессов смещения 90°-границ для четырехосно-

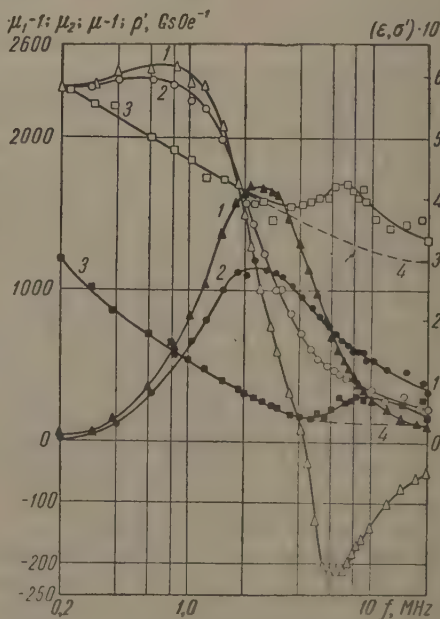


Рис. 2. Спектры проницаемостей образца № 30: *1* — магнитный спектр тела сердечника ($D_a = 1{,}98$, $D_i = 1{,}19$, $h = 0{,}434$ см) с сошлифованными поверхностными слоями, металлизованного по двум цилиндрическим поверхностям; *2* и *3* — соответственно, магнитный и электрический спектры вещества, вычисленные по формулам (2) с использованием кривых *1* настоящего графика и рис. 4*; *4* — пунктиром приближенно намечен ход кривых $\varepsilon'(f)$, полученный по результатам измерения на малых кусочках вещества феррита. Черными кружками, треугольниками и квадратами обозначены кривые поглощения

го кубического кристалла с легкими осями типа [111] отношение проницаемостей, измеренных в состоянии остаточной намагниченности I_n и в размагниченном состоянии (при $I_R/I_s \approx 0{,}5$),

$$\mu_{aR}/\mu_a = 0{,}328\ [1 + 8{,}15\ \alpha_R\ (1 - \alpha_R)],$$

где α_R — малый параметр, зависящий от интенсивности и распределения внутренних размагничивающих полей. Это выражение при $\alpha_R \approx 0$ хорошо согласуется с опытом в некоторых случаях Ni — Zn ферритов. Однако в случае Mn — Zn ферритов М-1000 и М-2000 $\mu_{\alpha R}/\mu_\alpha$ оказывается близким к единице. Полагая* $\alpha_R \ll 0{,}5$ и не вступая в противоречие с [5*], можно лишь допустить, что обратимые процессы намагничения в исследованных образцах протекают смещением не только 90°-, но и в значительной мере 180°-границ.

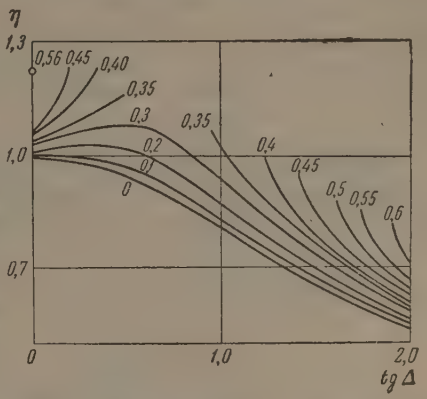


Рис. 3. Коэффициент η как функция $\operatorname{tg}\Delta$ для различных значений $\operatorname{tg}\delta$ (числа у кривых)

3. Рассмотрение кривых *3* рис. 1 показывает, что в согласии с [1*] электрические спектры вещества Mn — Zn ферритов характеризуются монотонным спадом ε и σ' с ростом частоты. Касаясь максимумов, обнаруживающихся в ходе кривых *3* рис. 2, заметим, что скорее всего они связаны с экспериментальной погрешностью, вызванной недостаточной однородностью образцов и неполным соответствием поля в металлизованном сердечнике случаю плоской волны. Естественно, что влияние этого наиболее сильно сказывается в образцах, обладающих относительно малым затуханием, так как незначительный относительный сдвиг по частоте быстро изменяющихся кривых $\bar{\mu}'(f)$ и $\bar{\varepsilon}'(f)$ в этом случае может вызвать существенную погрешность при определении спектров вещества феррита. Поэтому значения ε и, в особенности, σ' образца № 30 при $f > 5$MHz могут расцениваться лишь как приближенные.

3. Сравнение с теорией

1. Теория намагничения неметаллизованных ферритовых стержней прямоугольного сечения, разработанная Поливановым [35*], дает выражение, позволяющее описать дисперсию тела феррита, обусловленную влиянием поверхностного эффекта и объемного резонанса:

$$\bar{\mu}' = \mu' \left[1 - \frac{64}{\pi^4} \sum_{l,\,q} \frac{\xi^2}{l^2 q^2 (\xi^2 + 4\pi^2 \xi)} \right], \qquad (5)$$

где $\xi = 0{,}25 \left[\left(\frac{l}{a}\right)^2 + \left(\frac{q}{h}\right)^2 \right]$; l и q — нечетные числа, определяющие порядок резонанса. Запишем уравнение (5) в удобном для расчетов виде:

$$\mu_1 - j\mu_2 = \left(\mu - 0{,}657 \sum_{l,\,q} \frac{P\mu + Q\rho'}{l^2 q^2} \right) - j \left(\rho' + 0{,}657 \sum_{l,\,q} \frac{Q\mu - P\rho'}{l^2 q^2} \right); \qquad (6)$$

здесь

$$P = \frac{M(M-\xi) + N^2}{(\xi - M)^2 + N^2}; \qquad Q = \frac{\xi N}{(\xi - M)^2 + N^2};$$

$$M = \frac{1}{\lambda_B^2}(\mu\varepsilon - \rho'\sigma'); \qquad N = \frac{1}{\lambda_B^2}(\mu\sigma' + \rho'\varepsilon).$$

---

* Так как большие значения α_R не должны сочетаться с высокой μ_α образцов, а тем более увеличиваться с ростом последней.

Решая уравнение (6) относительно частоты f_{00}, при которой $\mu_1 - 1 \approx \approx \mu_1 = 0$, для резонанса первого порядка ($l = q = 1$; $\xi = \xi_{11}$) получим:

$$f_{00} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\mu\varepsilon/\xi_{11}}} \sqrt{\frac{s - \sqrt{s^2 - 1{,}372\ U}}{0{,}686\ U}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\mu\varepsilon/\xi_{11}}}\,\eta, \qquad (7)$$

где $s = 0{,}657\,(1 + \mathrm{tg}^2\,\Delta) + 0{,}686\,(1 - \mathrm{tg}\,\Delta \cdot \mathrm{tg}\delta)$;

$$U = (1 + \mathrm{tg}^2\,\Delta)\,(1 + \mathrm{tg}^2\delta).$$

Выражение (7) отличается от известного уравнения (1*) только поправочным коэффициентом η, который является функцией тангенсов угла магнитных $\mathrm{tg}\Delta = \rho'/\mu$ и электрических $\mathrm{tg}\delta = \sigma'/\varepsilon$ потерь вещества ферри-

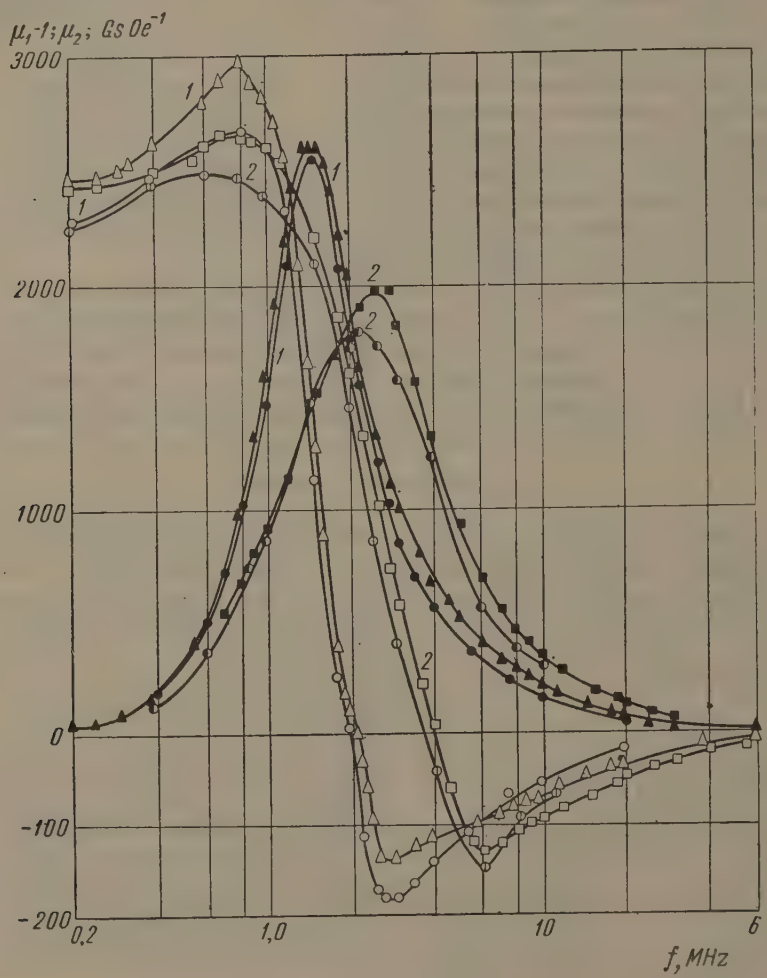


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных (треугольники и квадраты) и расчетных (кружки) значений магнитных спектров тела Mn — Zn ферритов: *1* — образец № 29, *2* — образец № 31

та*. График расчетных по формуле (7) значений η представлен на рис. 3. При $\mathrm{tg}\delta > 0{,}32$ кривые зависимости вещественных значений $\eta_1(\mathrm{tg}\Delta)$ пре-

* Здесь $\sigma' = \sigma'_\varepsilon + \sigma'_\rho$, где σ'_ε обусловлена поляризационными потерями, а σ'_ρ — электропроводностью материала. Обычно [1*, 34*] принимается, что $\sigma'_\rho = 1{,}8 \cdot 10^{12} / f\rho$

терпевают разрыв, который происходит в точке $s^2 = 1{,}372\ U$. Исходя из этого условия и из того, что мнимые значения частоты физического смысла не имеют, может быть определена область существования частоты объемного резонанса первого порядка. Отсюда видно, что частота f_{00} может иметь место лишь при вполне определенных значениях $\operatorname{tg}\Delta$ и $\operatorname{tg}\delta$ вещества ферритов.

2. По формулам (6) и измеренным значениям μ' и ε' Оксифера М-2000 (кривые *2* и *3* рис. 2) были вычислены магнитные спектры проницаемостей тела ферритов различных размеров, которые сопоставлялись с экспериментальными данными (рис. 4). Согласие результатов хорошее; обнаруживающееся отклонение хода кривых в области частот $f > 5$ MHz, по-видимому, вызвано неточностью эксперимента в некоторых областях значений ε и σ'. Заметим, что в [1*] также проведены аналогичные

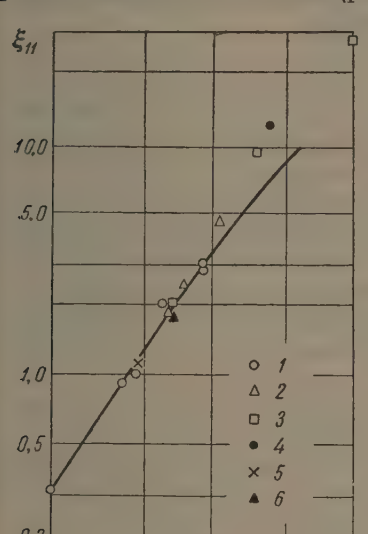


Рис. 5

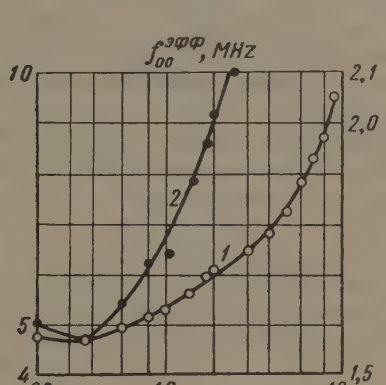


Рис. 6

Рис. 5. Сопоставление расчетных значений (сплошная линия) частот f_{00} и экспериментальных значений частоты f_f: *1* — образцы одинакового состава и технологий № 29—31 и 34; *2* — образец № 21; *3* — образец № 23; *4* — образец № 27; *5* — образец № 26; *6* — образец № 24. Значения μ_{rf} всех образцов приближенно одинаковы

Рис. 6. Частотная зависимость $f_{00}^{эфф}$ у Mn — Zn ферритов: *1* — образец № 30 (рис. 2), $\xi_{11} = 2{,}83$; *2* — образец № 29, $\xi_{11} = 0{,}312$. Масштаб для кривой *2* дан справа

расчеты по формулам, подобным (6), и проницаемостям вещества Mn — Zn феррита и приведен магнитный спектр тела сечения $1{,}25 \times 2{,}5$ см², где также есть область $\mu_1 - 1 < 0$ (для $f > 2$ MHz). Однако эта область совершенно отсутствует на экспериментальном магнитном спектре тела образца $1{,}25 \times 2{,}5$ см работы [1*], что указывает на расхождение с теорией.

3. На графике рис. 5 дано сопоставление экспериментальных и расчетных значений частот f_f и f_{00}, измеренных для образцов Mn — Zn ферритов типа М-2000 различных размеров и вычисленных по формуле (7) с использованием кривых *2* и *3* рис. 2, и величин η, рис. 3. Согласие результатов вполне удовлетворительное. Расхождение данных в области высоких частот, по-видимому, связано с недостаточной точностью формулы (7), которая не учитывает существования резонансов высших порядков. В связи с этими расчетами уместно заметить, что истинные значения частоты f_{00} по формуле (7) могут быть получены лишь в результате ряда последовательных расчетных приближений, по мере которых эффективная частота объемного резонанса $f_{00}^{эфф}$ постепенно приближается к своему истинному значению (рис. 6), когда $f / f_0^{эфф} = f / f_{00} = 1$. Частотная

зависимость эффективной частоты объемного резонанса связана с изменением частоты проницаемостей вещества феррита. Заметим, что с понижением частоты величина отношения $f/f_{00}^{эфф}$ убывает вначале замедленно, а затем быстро. Это указывает на постепенное снижение влияния резонансных размерных эффектов на характер хода кривых $\bar{\mu}'(f)$.

4. Проводилось также сопоставление экспериментальных и расчетных значений частот f_f^{II} и f_{00}^{II} образцов М-2000, металлизованных по двум цилиндрическим поверхностям. Расчеты производились по формуле (7) при $\xi_{11}^{II} = 0{,}25\ h^{-2}$ [1]. Получено приближенное согласие результатов, что указывает на справедливость принятых допущений.

Заключение

Приведенное изучение спектров вещества Mn — Zn ферритов указывает на следующее.

1. Принятая методика исследования правильна; в частности, незначительна макроскопическая анизотропия электрических свойств Mn — Zn ферритов.

2. Относительно идентичны магнитные и электрические спектры проницаемостей вещества ферритов, полученных при идентичных составах и технологиях; это следует из согласия экспериментальных и расчетных данных (рис. 4 и 5).

3. Возможен инженерный расчет спектров тела ферритовых сердечников прямоугольного сечения по формулам (6).

4. Справедлива полученная нами более точная формула (7) частоты объемного резонанса.

Цитированная литература

1. Фоменко Л. А., см. настоящий номер журнала, стр. 329.
2. Prache P. M., Billottet, Câbles et transmission, *6*, 317 (1952).
3. Döring W., Z. Naturforschung, **3a**, 373 (1948).
4. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, стр. 384.— ГИТТЛ, М.— Л., 1948.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Р. В. ТЕЛЕСНИН и А. Г. ШИШКОВ

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ ВЯЗКОСТИ НА ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ

Магнитная вязкость материалов обычно исследуется двумя независимыми методами. Используются: 1) импульсное, апериодическое изменение магнитного поля — изучается временна́я зависимость намагниченности образца и 2) переменное синусоидальное изменение магнитного поля — изучается частотная зависимость комплексной проницаемости вещества. Целью нашей работы было сопоставление обеих указанных зависимостей при изменении амплитуды магнитного поля, частоты переменного магнитного поля и температуры. Впервые подобные исследования магнитной вязкости двумя методами проводились на одних и тех же образцах.

I. Импульсный, апериодический режим

В этом случае мгновенно меняется напряженность магнитного поля. Изменение намагниченности в силу магнитной вязкости не может произойти мгновенно: оно происходит в течение определенного времени, которое и характеризует величину магнитной вязкости.

В наших опытах для удобства сравнения с периодическим режимом «мгновенное» изменение магнитного поля происходило симметричным образом (от $+H_0$ до $-H_0$). Соответственно, и намагниченность в течение времени изменялась от I $(+H_0)$ до I $(-H_0)$ (рис. 1).

1. Краткая теория импульсного перемагничивания

Аркадьев [1] подробно исследовал основное уравнение движения элементарных магнитных моментов, которое при условии малости инерционного члена можно записать в форме:

$$\Omega x + Kx = H. \tag{1}$$

Здесь через x обозначена координата границы между доменами (намагничивание происходит в основном путем смещения этих границ), Ω — константа магнитного трения, K — константа магнитной упругости, H — приложенное магнитное поле.

Для слабых полей, когда намагничивание происходит в основном путем упругих смещений границ, решение уравнения (1) дает для изменения намагниченности экспоненциальную зависимость от времени:

$$\Delta I(t) = \Delta I_\infty (1 - e^{-t/\tau}), \tag{2}$$

где

$$\tau = \frac{\Omega}{K} \approx \frac{\Omega l}{2I_s} \chi_a. \tag{3}$$

Здесь τ — время релаксации, характеризующее величину магнитной вязкости, l — средний размер доменной области, χ_a — начальная восприимчивость. Выражение (3) внешне соответствует известному первому правилу магнитной вязкости, установленному одним из нас [2], однако, как указывалось, выражение (3) справедливо лишь для слабых

полей, в то время как значительная магнитная вязкость наблюдается только в области необратимых скачков Баркгаузена, когда намагничивание идет явно неупругим образом, скачками. Условно назовем эти поля «средними полями». В средних полях следует считать, что константа упругости $K \sim 0$ и уравнение (1), в соответствии с опытом [3, 4], принимает вид

$$v = \dot{x} = \frac{H - h_0}{\Omega}, \tag{4}$$

где h_0 — некоторое критическое поле, ниже которого скачков Баркгаузена нет. В этих опытах согласно (4) скорость изменения намагниченности не зависит от времени. В наших же измерениях, как и в других работах по магнитной вязкости, скорость изменения намагниченности dI/dt в первое мгновение имеет резкий пик, затем плавно, монотонно спадает до нуля. Такое различие в поведении $dI/dt = \varphi(t)$ монокристаллов и поликристаллов, по-видимому, объясняется тем, что в первом случае перемагничиваются монокристаллы, или растянутые проволоки, которые имеют простую доменную структуру, а во втором случае (магнитная вязкость поликристаллических образцов) структура областей спонтанного намагничивания гораздо сложнее и необходимо учитывать магнитное взаимодействие соседних доменов. Действительно, уравнение (4) исходит из отсутствия магнитного взаимодействия частиц. Внешнее приложенное поле H равно внутреннему действующему полю h_i.

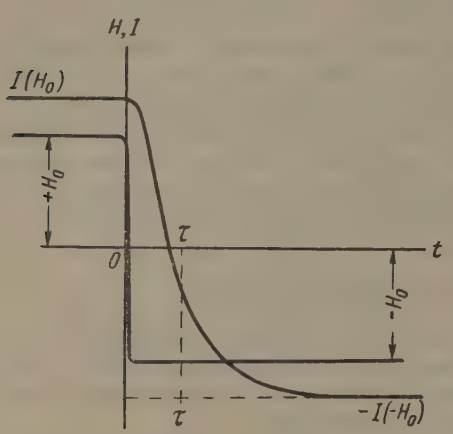


Рис. 1. Апериодический импульсный режим определения магнитной вязкости

В случае учета магнитного взаимодействия (а оно очень существенно при неоднородном, скачкообразном намагничивании) внутреннее действующее поле h_i будет наверняка отлично от внешнего. Последовательный учет такого взаимодействия проведен Кондорским в его работе по теории гистерезиса [5]. Согласно модели Кондорского ферромагнетик формально рассматривается как результат наложения двух сред: 1) обладающей гистерезисом среды с равной нулю обратимой восприимчивостью и 2) безгистерезисной среды с восприимчивостью χ_r. Рассмотрим частицу поликристаллического образца, ось наилегчайшего намагничивания которой лежит под углом ϑ_i к направлению внешнего поля H. Внутреннее поле h_i, действующее на эту частицу, будет отличаться от внешнего приложенного поля:

$$h_i = H + N(I_0 - I_{oi}), \tag{5}$$

где размагничивающий фактор $N \sim \frac{1}{3\chi_r}$, I_0 — среднее намагничение первой среды, I_{oi} — продольная слагающая i-го участка первой среды.

Средняя намагниченность первой среды I_0 складывается из продольных слагающих всех i-х участков той же среды. В итоге Е. И. Кондорский получил для кривой намагничивания поликристаллического ферромагнетика уравнение

$$NI_0 = h_0\left(e^{\frac{H}{h_0}-1} - \frac{H}{h_0}\right). \tag{6}$$

Мы в своих расчетах по влиянию магнитного взаимодействия частиц на магнитную вязкость следуем модели Кондорского. Только в наших

расчетах намагниченность образца (первой и второй среды) зависит от времени:

$$I_0(t) = \int_0^{\vartheta_m(t)} I_{oi}(t) \sin\vartheta_i \, d\vartheta_i \,, \tag{7}$$

где

$$\cos\vartheta_m(t) = \frac{h_0}{H_s + NI_0(t)} \,. \tag{8}$$

Внутреннее поле h_i, естественно, также зависит от времени. Зависимость $h_i(t)$, по-видимому, и определяет временную зависимость намагниченности поликристаллического ферромагнетика. Уравнение, описывающее динамику доменной стенки, в соответствии с (4) имеет вид:

$$\Omega \dot{x}_i(t) = h_i(t) \cos\vartheta_i - h_0. \tag{9}$$

Это уравнение справедливо лишь в том случае, если перемагничивание происходит главным образом за счет роста имеющихся обратных областей, т. е. если максимальное поле H_m в несколько раз меньше поля насыщения H_s. Уравнение (9) поэтому недостаточно для описания поведения материала с прямоугольной петлей гистерезиса, перемагничивание которого требует зарождения обратно намагниченных областей.

Совместное решение уравнений (7), (5) и (9) приводит к получению трансцендентного уравнения, связывающего скорость изменения намагниченности $\Delta\dot{I}(t)$ с напряженностью поля H_m и соответствующим значением изменения намагниченности $\Delta I(t) = I_m(H_m) - I'(t)$:

$$\frac{H_m}{h_0} - 1 = \ln \frac{H_m + \frac{N\Delta I(t)}{2}}{h_0} + \frac{\Omega l}{4 I_s h_0} \int_0^{\vartheta_m(t)} \frac{\dot{I}_{oi}(t)}{\cos^2\vartheta_i} \sin\vartheta_i \, d\vartheta_i \,. \tag{10}$$

Левая часть (10) может быть записана в другой форме согласно (6), а второй член правой части (10) можно приближенно записать через скорость изменения намагниченности $\Delta\dot{I}(t)$, так что вместо (10) получим:

$$\ln \frac{H_m + \frac{N\Delta I_\infty}{2}}{h_0} - \ln \frac{H_m + \frac{N\Delta I(t)}{2}}{h_0} \cong \frac{\Omega l}{4 I_s h_0} \frac{H_m + \frac{N\Delta I(t)}{2}}{h_0} \Delta\dot{I}(t). \tag{11}$$

Это — нелинейное дифференциальное уравнение, поэтому здесь не получается экспоненты, как это было в уравнении для магнитной вязкости В. К. Аркадьева. Однако (11) дает также монотонный спад намагниченности со временем, подобный изображенному на рис. 1. Скорость спада намагниченности будет тем больше, чем больше величина $\Omega l/4I_s$. Магнитная вязкость пропорциональна величине $\Omega l/4I_s$. В случае $0 < \frac{H}{h_m} - 1 \ll 1$ можно получить экспоненциальную временную зависимость со временем релаксации:

$$\tau \approx \frac{\Omega l}{2 I_s \langle\cos^2\vartheta\rangle} (\chi_{\text{скч}} + 2\chi_r); \tag{12}$$

это также сходно с первым правилом магнитной вязкости.

2. Экспериментальные результаты

Эксперименты по импульсному, апериодическому перемагничиванию проводились на установке с импульсным осциллографом, разработанной Телесниным и Ледневым [6]. Исследовались шесть тороидальных образцов никель-цинковых ферритов (17,4% мол NiO и 32,6% мол ZnO), обож-

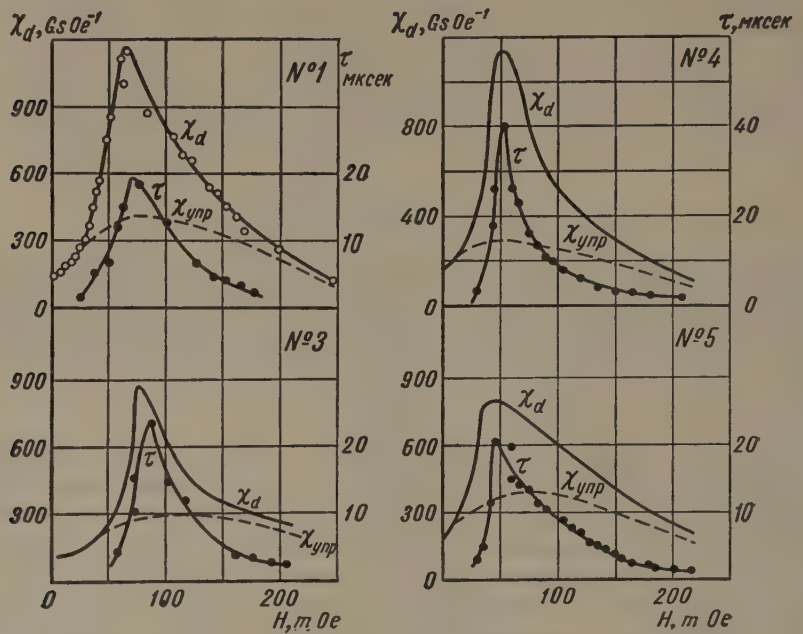


Рис. 2. Зависимость времени релаксации τ и дифференциальной восприимчивости χ_d от напряженности магнитного поля H_0 при комнатной температуре

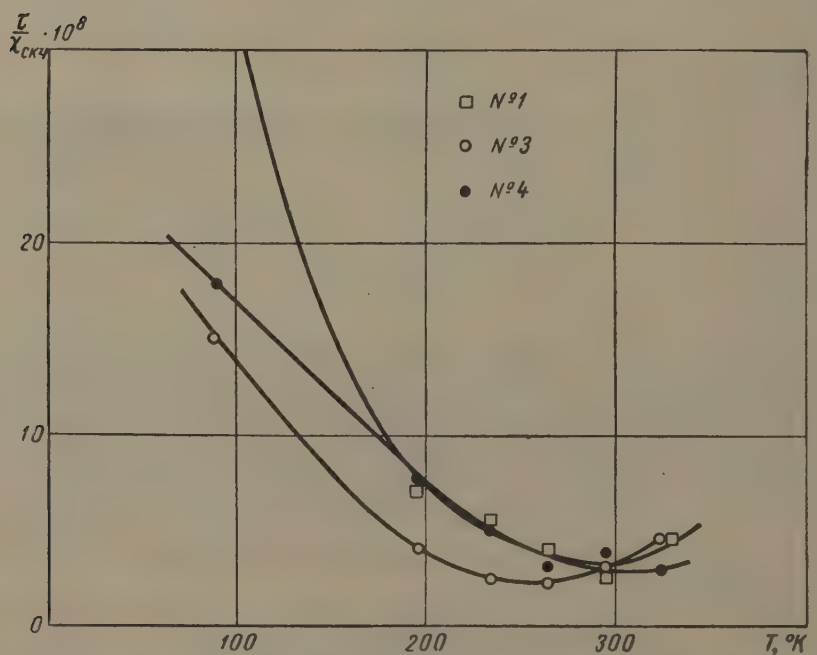


Рис. 3. Температурная зависимость $\tau/\chi_{скч}$, измеренная у различных образцов

женных в течение 4 час. при различных температурах от 1200 до 1400°. Импульсное изменение магнитного поля (рис. 1) вызывало вязкое изменение намагниченности. На экране импульсного осциллографа ИО-4 записывается и фотографируется временная зависимость э. д. с. пропорциональная dI/dt. Результаты измерений при комнатной температуре описаны

в нашей работе [7]. На рис. 2 представлена зависимость магнитной вязкости от напряженности магнитного поля H_0 для некоторых образцов при комнатной температуре. Хорошо видно, что время релаксации τ в общих чертах воспроизводит ход дифференциальной восприимчивости. Однако более строгая пропорциональность получается, если вместо χ_d брать неупругую дифференциальную восприимчивость скачков $\chi_{скч} = \chi_d - \chi_{упр}$.

Подобные измерения производились на всех образцах и при температурах $+50°$, $-10°$, $-40°$, в сухом льду и в жидком азоте. При этом обнаружена общая закономерность: вязкость ферритов возрастает с понижением температуры. Но температурная зависимость вязкости складывается из температурной зависимости магнитной проницаемости и из температурной зависимости константы магнитного трения Ω, входящей в (1). Поэтому больший интерес представляет именно температурная зависимость $\tau/\chi_{скч}$, изображенная на рис. 3. Такая «удельная» магнитная вязкость, пропорциональная $\Omega l/4I_s$, довольно сильно возрастает с понижением температуры. Особенно резкий рост наблюдается в области азотной температуры. Следует отметить, что при температуре жидкого азота сам характер временной зависимости резко изменяется, приближаясь к гиперболической

$$\left(\frac{dI}{dt} \sim \frac{1}{t}\right).$$

II. Периодический режим (Частотная зависимость проницаемости)

На тех же самых образцах никель-цинковых ферритов проводилось исследование частотной зависимости проницаемости в тех же полях, что и в части I. Комплексная магнитная проницаемость $\mu(H_0) = \mu_1 - i\mu_2$ определялась в диапазоне 500 Hz÷60 kHz мостовым методом с приме-

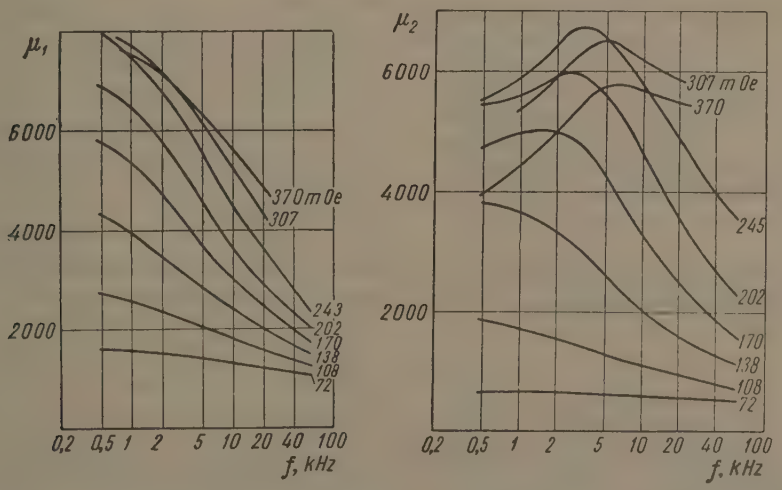


Рис. 4. Зависимость вещественной и мнимой частей проницаемости образца № 6 от частоты при температуре сухого льда

нением дифференциального трансформатора. Поскольку измерения проводились в явно нелинейной области намагниченности, то были приняты меры, чтобы ток (магнитное поле H) был синусоидален, а проницаемость определялась лишь на основной гармонике. С этой целью в измерительной диагонали использовался селективный усилитель звуковых частот 28-И и дополнительный $L - C$ фильтр. В результате наблюдения частотная зависимость проницаемости при постоянной амплитуде пере-

менного магнитного поля H_0, как и в [7], получалась по типу изображенной на рис. 4. В достаточно слабых полях, где имеется лишь обратимая проницаемость, где скачки Баркгаузена отсутствуют, магнитные проницаемости μ_1 и μ_2 почти не зависят от частоты. С увеличением же амилитуды переменного магнитного поля ($H_0 > h_0$) появляется характерная частотная зависимость обеих частей проницаемости: вещественная часть μ_1 монотонно спадает при звуковых частотах, стремясь к определенному пределу; минимая часть μ_2 имеет холмообразную зависимость в тех же частотах и при дальнейшем увеличении частоты стремится к определенному значению (определяемому потерями на гистерезис). Следовательно, и в периодическом режиме проницаемость $\mu_1 \sim B/H$ распадается на обратимую упругую составляющую, практически не зависящую от частоты, и на необратимую проницаемость скачков, быстро затухающую с увеличением частоты уже в звуковом диапазоне. Этот спад проницаемости ферритов на звуковых частотах необходимо иметь в виду при практическом использовании ферритов в средних полях, в режиме максимальной проницаемости.

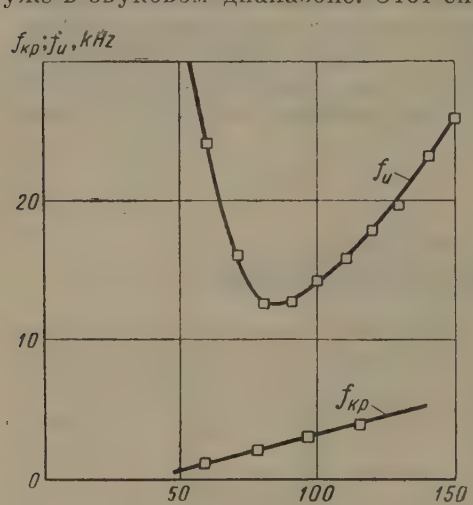


Рис. 5. Измеренные критические частоты $f_{кр}$ в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля для образца № 1 при комнатной температуре и рассчитанные значения $f_u(H_0)$.

Максимум мнимой части проницаемости на кривой зависимости μ_2 от частоты f соответствует некоторой критической частоте $f_{кр}$, при которой наблюдается примерно половина спада проницаемости μ_1 с частотой.

Аркадьев [1] дал теорию релаксационных спектров, согласно которой частотная зависимость проницаемости без учета вихревых токов имеет вид:

$$\mu_1 = \mu_\infty + \frac{m}{1 + (f/f_u)^2}, \qquad (13)$$

$$\mu_2 = \mu_h + \frac{m\, f/f_u}{1 + (f/f_u)^2}, \qquad (14)$$

где

$$f_u = \frac{1}{2\pi\tau}. \qquad (15)$$

Согласно первому правилу магнитной вязкости при данной температуре критическая частота, по Аркадьеву, должна иметь вид:

$$f_u = \frac{1}{2\pi A \chi_d (H_0)}, \qquad (16)$$

Однако данные наших измерений при всех температурах дают зависимость критических частот от амплитуды переменного магнитного поля в виде, отличном от (16). На рис. 5 показана зависимость критической частоты $f_{кр}$ от H_0 для образца № 1 при комнатной температуре. Здесь же для сравнения показана зависимость от H_0 величины f_u, рассчитанной по формуле (16): во-первых, значения $f_{кр}(H_0)$ значительно меньше $f_u(H_0)$, а, во-вторых, критические частоты имеют принципиально отличный ход зависимости от амплитуды H_0. Если амплитуда превышает некоторое критическое значение h_0, то критическая частота возрастает линейно с ростом амплитуды H_0. Объяснение такому ходу зависимости $f_{кр}(H_0)$ можно получить, исходя из модели Беккера [8] для необратимых скачков Баркгаузена. Пусть S — средняя длина скачка Баркгаузена ($S \leqslant l \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см). Если частота $\omega = 2\pi f$ настолько велика, что в течение половины периода доменная стенка в неупругом скачке Баркгау-

зена из-за магнитного трения не успевает полностью преодолеть расстояние S, то магнитная проницаемость падает с повышением частоты. Критическая частота для таких необратимых скачков, согласно Беккеру, оценивается по формуле:

$$f_{кр} = \frac{H - h_0}{2\pi\Omega S}, \qquad (17)$$

Это выражение хорошо описывает экспериментальные результаты на образцах при всех температурах. Однако следует иметь в виду, что оно

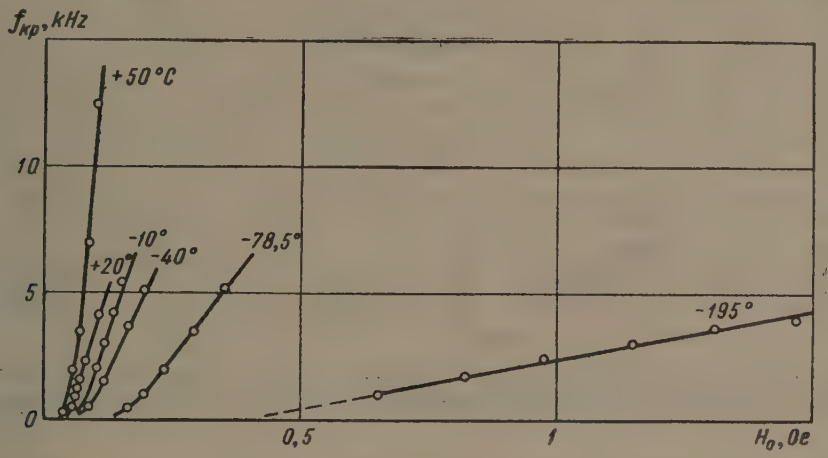


Рис. 6. Критические частоты $f_{кр}$ образца № 5 в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля при различных температурах

может служить лишь для приблизительной оценки критической частоты, так как оно не учитывает процессов магнитного взаимодействия частиц. В части I нашей работы мы показали, что учет такого взаимодействия весьма существенен для перемагничивания поликристаллических образцов.

Результаты исследования частотной зависимости проницаемости для всех образцов при комнатной температуре показаны в [7]. Подобные измерения нами проводились в интервале температур $-195° \div +50°$. Зависимость критических частот от амплитуды H_0 для образца № 5 при различных температурах показана на рис. 6.

По сравнению с комнатной температурой в жидком азоте резко возросли значения критического поля h_0 и сильно уменьшился наклон кривых $f_{кр}(H_0)$. При температуре $+50°$, наряду с уменьшением критических полей h_0 и увеличением угла наклона линейной части кривой $f_{кр}(H_0)$ в сравнительно слабых полях наблюдается нелинейный изгиб кривой $f_{кр}(H_0)$.

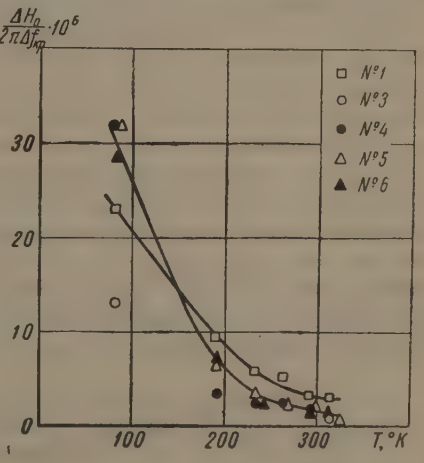


Рис. 7. Температурная зависимость $\Omega S = \frac{\Delta H_0}{2\pi\Delta f_{кр}}$ для различных образцов

При повышении напряженности поля H_0 зависимость критической частоты становится линейной. Наши опыты показывают, что такой изгиб кривой в сравнительно слабых полях существует при всех температурах,

но только при высоких температурах этот изгиб выходит в область более высоких частот (до 3—5 kHz), в то время как при температуре жидкого азота этот изгиб переходит в линейный участок уже в довольно низких частотах (до 500 Hz). Механизм образования такого изгиба, с нашей точки зрения, связан с влиянием размеров (толщины) тороидального образца.

В силу неоднородности магнитного поля по сечению тороида в сравни-

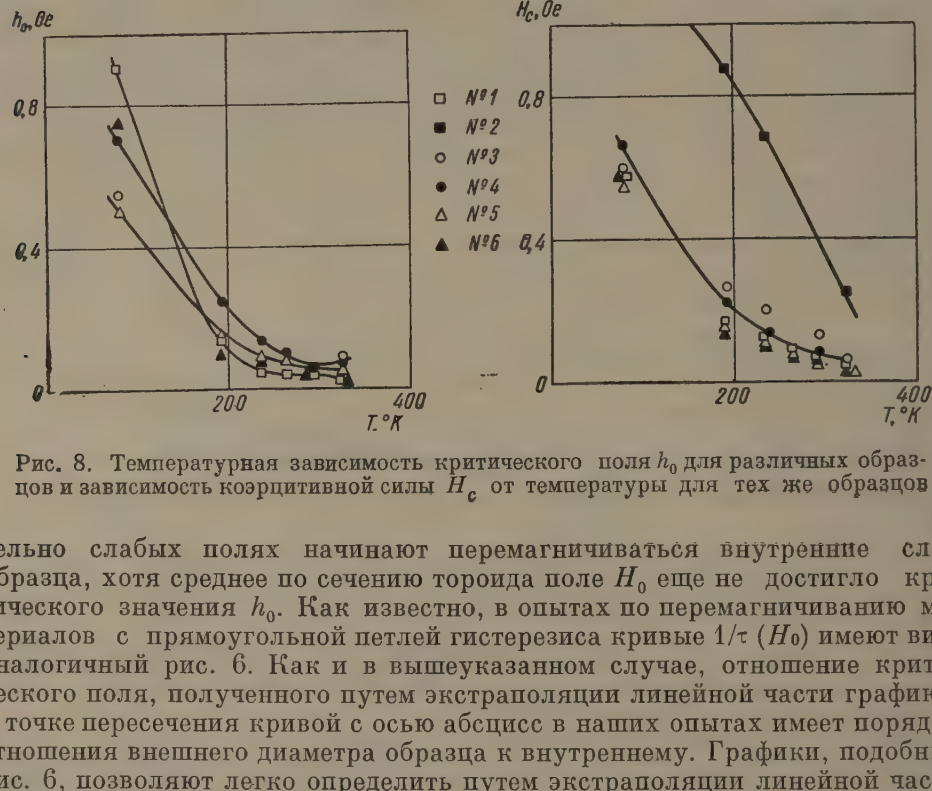


Рис. 8. Температурная зависимость критического поля h_0 для различных образцов и зависимость коэрцитивной силы H_c от температуры для тех же образцов

тельно слабых полях начинают перемагничиваться внутренние слои образца, хотя среднее по сечению тороида поле H_0 еще не достигло критического значения h_0. Как известно, в опытах по перемагничиванию материалов с прямоугольной петлей гистерезиса кривые $1/\tau$ (H_0) имеют вид, аналогичный рис. 6. Как и в вышеуказанном случае, отношение критического поля, полученного путем экстраполяции линейной части графика, к точке пересечения кривой с осью абсцисс в наших опытах имеет порядок отношения внешнего диаметра образца к внутреннему. Графики, подобные рис. 6, позволяют легко определить путем экстраполяции линейной части величину критического поля h_0 (T), а по наклону кривой к оси ординат, согласно (17), можно определить величину ΩS.

Определенные таким путем значения ΩS для наших образцов в зависимости от температуры даны на рис. 7. Температурная зависимость критических полей h_0 и коэрцитивной силы H_c дана на рис. 8. Как и следовало ожидать, температурная зависимость критического поля h_0 почти полностью воспроизводит температурную зависимость статической коэрцитивной силы H_c. Это соответствие вполне понятно, если учесть, что коэрцитивная сила материала и есть некоторое усреднение по объему критических полей частиц и доменов в поликристалле.

III. Магнитная вязкость ферритов в импульсном и периодическом режимах

Сравнение температурного хода константы трения ΩS (если длина скачка S мало чувствительна к температуре), полученного из частотной зависимости проницаемости, с температурной зависимостью «удельной» магнитной вязкости $\tau/\chi_{скч}$ (рис. 3) также показывает хорошее соответствие в широком интервале. Это соответствие еще раз подчеркивает справедливость нашего вывода о том, что величина $\tau/\chi_{скч}$ характеризует величину магнитного поля трения Ω. Особенно важно то, что оба метода (импульсный и периодический режим) дают для ферритов сильное увеличение магнитного трения с понижением температуры. Такая же зависимость

наблюдалась и у металлических ферромагнетиков (магнитная вязкость Fe и Ni сильно возрастает с понижением температуры). Если сделать хотя бы грубую, прикидочную оценку константы трения по (18) для наших ферритов при комнатной температуре, то из данных в импульсном режиме $\tau/\chi_d \sim 3 \cdot 10^{-8}$ сек·Oe Gs^{-1} получится $\Omega l \sim 5 \cdot 10^{-6}$ Oe сек. Это, конечно, несколько завышенные значения в силу приближенности линейного уравнения для скорости намагничивания. Однако порядок величины Ω, по-видимому, дается правильно. Если ту же константу трения определить из частотных свойств по формуле (22), то получим $\Omega S \sim 1{,}5 \times \times 10^{6}$ Oe сек. Совпадение хотя и неполное, но вполне удовлетворительное. При этом не только температурный ход ΩS, Ωl напоминает температурный ход магнитной вязкости у металлов, но и самый порядок величины Ω у никель-цинковых ферритов не сильно отличается от константы трения у металлов. Магнитное трение металлических ферромагнетиков находит свое объяснение в электропроводности, в тормозящем действии вихревых микротоков.

С другой стороны, многочисленные работы по скорости перемагничивания ферритов совершенно ясно показывают, что электросопротивление ферритов постоянному току не имеет никакого отношения к магнитной динамике в ферритах. С ростом частоты у ферритов резко выявляется металлическая электропроводность.

Нам также представляется, что в ферритах имеются микропроводящие области, высокая электропроводность которых и обеспечивает столь высокое затухание магнитных колебаний в импульсном и частотном режимах.

Выводы

1. Учет магнитного взаимодействия частиц в поликристалле приводит к объяснению кривой магнитной вязкости в импульсном режиме.
2. Затухание крупных скачков Баркгаузена в низких, звуковых частотах вызвано наличием сильного магнитного трения у ферритов; этот факт необходимо иметь в виду при использовании ферритов в средних полях, в режиме максимальной проницаемости.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 2.—ОНТИ, М.— Л., 1936.
2. Телеснин Р. В., Изв. АН СССР, Сер. физ., **16**, 465 (1952).
3. Сикстус К. И., Успехи физ. наук, **22**, 63 (1939).
4. Galt J., Andrush J., Hopper H. J.Rev. Mod. Phys., **25**, *1* (1953).
5. Кондорский Е. И., Сб. Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, стр. 97. — Изд. АН СССР, 1946.
6. Телеснин Р. В., Леднев И. А., Радиотехника и электроника, **1**, вып. 8 (1956).
7. Телеснин Р. В., Шишков А. Г., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 839 (1957).
8. Беккер Р., Phys. Z., **39**, 856 (1938).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Р. В. ТЕЛЕСНИН и Е. Ф. КУРИЦЫНА

О СКОРОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТОВ

Введение

Движение доменной границы в идеальном одноосном ферромагнитном кристалле описывается магнетодинамическим уравнением Ландау и Лифшица [1]:

$$\dot{\mathbf{I}}_s = \gamma_0 [\mathbf{H}_i \mathbf{I}_s] + \gamma_0 \varepsilon \left(\mathbf{H}_i - \frac{(\mathbf{H}_i \mathbf{I}_s)}{I_s^2} \mathbf{I}_s \right). \tag{1}$$

Решение этого уравнения приводит к выражению для скорости движущейся границы:

$$v = \frac{\gamma_0 I_s}{\varepsilon} \sqrt{\frac{A'}{2aK}} H. \tag{2}$$

Здесь I_s — намагниченность насыщения, H_i — эффективное поле, действующее на ферромагнетик, γ_0 — гиромагнитное отношение, ε — величина, зависящая от магнитного взаимодействия, A' — обменный интеграл, K — константа анизотропии, a — постоянная решетки. Для реальных монокристаллов и поликристаллических материалов с прямоугольной петлей гистерезиса, подобных по некоторым свойствам монокристаллам, как показали эксперименты Сикстуса и Тонкса [2], Мирошниченко [3], Бозорта [4], Галта [5] и др., скорость движения доменной границы пропорциональна не напряженности приложенного поля, а разности между напряженностями H приложенного поля и некоторого поля H_s, называемого полем старта:

$$v = A(H - H_s). \tag{3}$$

Обобщение теории Ландау и Лифшица на поликристаллический ферромагнетик, проведенное Киттелем [6], Менюк и Гуденафом [7] и др., приводит к выражению для скорости движения границы:

$$v = 2(\mathbf{H} - \mathbf{H}_s) \frac{\mathbf{I}_s}{\beta}, \tag{4}$$

где $\beta = \beta_r + \beta_f$ — параметр затухания движения стенки, зависящей от вязкости (β_r) ферромагнетика и от действия вихревых токов (β_f). Для ферритов макроскопические вихревые токи отсутствуют, поэтому скорость движения стенки определяется в основном магнитной вязкостью. Если известно проходимое границей расстояние d, которое можно считать равным линейным размерам домена, то можно вычислить время перемагничивания феррита

$$\tau = \frac{\beta_r d}{2(\mathbf{H} - \mathbf{H}_s)\mathbf{I}_s}. \tag{5}$$

В большинстве случаев, как, например, для ферритов, точное значение d неизвестно, поэтому удобнее производить расчеты, пользуясь понятием о коэффициенте перемагничивания S. Из (5) находим:

$$S = (H - H_s)\tau = \frac{\beta_r d}{2I_s \langle \cos\theta \rangle}, \tag{6}$$

где θ — угол между $\mathbf{H}$ и $\mathbf{I}_s$, значки $\langle\ \rangle$ обозначают усреднение; таким образом S определяет наклон линии, изображающей скорость перемагничивания, к оси, на которой отложена величина $^1/_\tau$, пропорциональная скорости v.

Механизм микропроцесса перемагничивания феррита с прямоугольной петлей гистерезиса еще нельзя считать установленным. Упоминавшиеся выше авторы исходили из модели движения доменной границы (смещение границы). Но высказывались предположения о другом механизме перемагничивания, о вращении векторов спинов. Такую точку зрения высказал Джорджи [8], развивший теорию вращательного перемагничивания ферритов. Согласно его теории коэффициент перемагничивания S выражается формулой:

$$S = 2\alpha\left(1+\frac{1}{\alpha}\right)\frac{C}{\gamma_0}, \qquad (7)$$

где C — константа порядка единицы, а α — переменная величина, связанная с затуханием. Формула (7) имеет минимум при $\alpha = 1$; тогда S оказывается порядка $2\cdot10^{-7}$ сек. Ое.

Действительно, экспериментально полученные значения S обычно больше указанной величины. В качестве аргумента, подтверждающего его теорию, Джорджи приводит тот факт, что время перемагничивания различных материалов, имеющих очень сильно разнящиеся величины доменов, отличаются незначительно, гораздо меньше, чем отличаются размеры доменов.

Однако в качестве возражения против «вращательной модели» Джорджи можно выдвинуть сильную температурную зависимость S у некоторых материалов.

Вопрос о микромеханизме перемагничивания ферритов требует дальнейшего уточнения.

1. Методика и схема установки

Целью работы являлось изучение механизма перемагничивания ферритовых тороидов, имеющих прямоугольную петлю гистерезиса и выяснение температурной зависимости скорости перемагничивания различных типов промышленных ферритов. Были выбраны магний-марганцевые ферриты, используемые в счетно-решающих устройствах в качестве матричных и коммутаторных элементов. Изучалась скорость перемагничивания в зависимости от напряженности намагничивающего поля, температуры и числа витков намагничивающей обмотки.

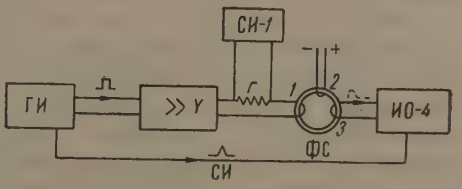


Рис. 1. Блок-схема установки для исследования скорости перемагничивания ферритов

Схема установки изображена на рис. 1. Генератор прямоугольных импульсов ГИ вырабатывал импульсы длительностью от 3 до 50 мксек с весьма крутым передним фронтом; длительность переднего фронта после усиления усилителем тока У на лампах ГИ-30 была меньше $5\cdot10^{-8}$ сек. Импульс тока перемагничивал ферритовый сердечник *ФС*, обмотка *1* которого имела от 1 до 10 витков. По второй такой же обмотке *2* протекал постоянный ток, создававший поле противоположного направления, возвращавшее образец после прохождения импульса в первоначальное состояние. В цепь намагничивающего тока включалось небольшое безындукционное сопротивление r, падение напряжения на котором служило для измерения тока в импульсе. Напряжение измерялось на импульсном ос-

циллоскопе СИ-1, на котором одновременно наблюдалась форма импульса. С третьей обмотки *3*, имевшей 3—10 витков, импульс перемагничивания подавался на пластины импульсного осциллографа типа ИО-4, на котором измерялась длительность импульса. Синхронизирующий импульс СИ поступал с импульсного генератора ГИ. Осциллограф ИО-4 был переделан: трубка 13ЛО37 заменена трубкой 13ЛО3, у которой выводы от отклоняющих пластин сделаны на колбе. Исследуемое напряжение подавалось непосредственно на пластины вертикального отклонения. Этим входная емкость осциллографа снижалась с 45 до 5÷7 pF. Лишь при этих условиях можно наблюдать неискаженные импульсы перемагничивания длительностью менее 0,1 мксек*.

Весьма существенным условием хорошей работы установки является большая крутизна фронта перемагничивающего импульса. Нам удалось получить ширину переднего фронта менее 0,05 мксек, что потребовало постройки специального генератора импульсов и усилителя тока. Ширина заднего фронта импульса значения не имеет.

2. Изучение механизма перемагничивания

Перемагничивание начинается, если амплитуда напряженности приложенного магнитного поля достигает величины поля старта H_s, несколько превышающего коэрцитивную силу H_c. Если поле в импульсе лишь не-

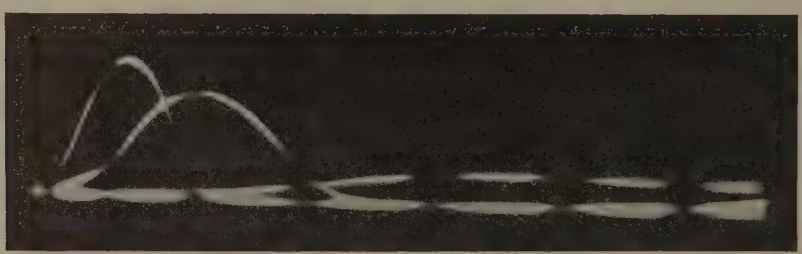


Рис. 2. Осциллограммы импульса перемагничивания феррита К-65 в слабых полях. Метки времени 0,1 мксек. Пологий импульс — напряженность поля 1,15 Ое, средний импульс — поле 2,88 Ое, короткий импульс — поле 4,85 Ое

много превосходит поле старта, скорость перемагничивания весьма невелика, так как ферромагнетик на данном участке петли гистерезиса обладает наибольшей вязкостью (как это следует из первого правила магнитной вязкости [9]). На осциллограмме рис. 2 такому перемагничиванию соответствует самый пологий импульс, длительность которого даже для маленьких матричных ферритов может достигать нескольких микросекунд, в то время как в сильных полях, в 5—10 раз превосходящих поле старта, время перемагничивания такого феррита меньше 0,1 мксек.

Метки времени на осциллограмме рис. 2 составляют 0,1 мксек. Более крутые импульсы на осциллограмме соответствуют полям, в 2—3 раза превосходящим поле старта.

3. Температурная зависимость скорости перемагничивания

На рис. 3 представлены изотермы перемагничивания матричного феррита К-65, снятые при температурах от 78° до 475°К, и приведена кривая температурной зависимости коэффициента перемагничивания S.

* Необходимость такой переделки осциллографа была установлена в лаборатории К. М. Поливанова.

Как видим, S медленно уменьшается при повышении температуры от 78° К до примерно 400°, после чего, при приближении к точке Кюри (около 510° К), S уменьшается значительно быстрее. На рис. 4 приведены такие же кривые для феррита К-132. Как видим, у этого феррита температурная зависимость скорости перемагничивания выражена очень резко. На рис. 5 приведены кривые температурной зависимости коэффициентов S для ферритов К-28, ПП-1, ПП-4, ПП-5 и ПП-24.

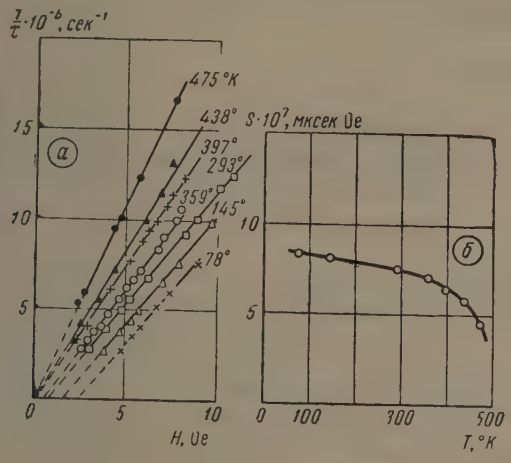


Рис. 3

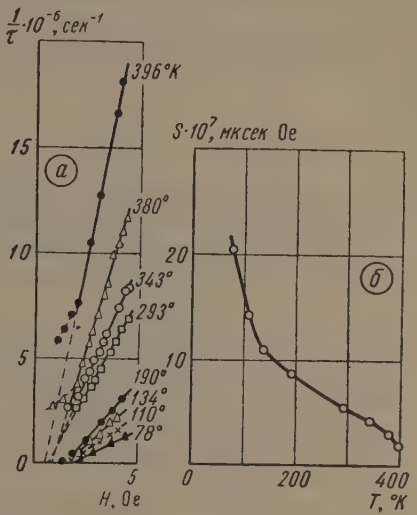


Рис. 4

Рис. 3. *а* — изотермы перемагничивания феррита К-65, *б* — зависимость коэффициента перемагничивания S феррита К-65 от абсолютной температуры

Рис. 4. *а* — изотермы перемагничивания феррита К-132, *б* — зависимость коэффициента перемагничивания S феррита К-132 от абсолютной температуры

При измерении времени перемагничивания обмотка, в которую поступает перемагничивающий импульс, должна состоять из одного, максимум двух витков, иначе благодаря индуктивности обмотки время перемагничивания будет завышено, так как э. д. с. самоиндукции заметно противодействует намагничивающему импульсу. Особенно это сказывается при не очень высоком, (до 1000 V) напряжении анодного питания оконечной лампы. На рис. 6 приведены зависимость времени перемагничивания коммутаторного феррита ПП-1 от напряженности поля и зависимость коэффициента перемагничива-

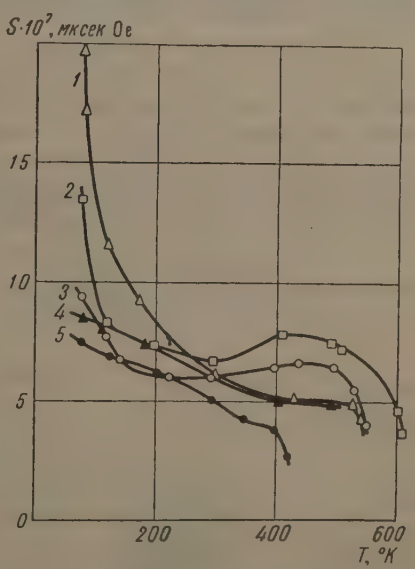


Рис. 5. Зависимость коэффициента перемагничивания S от температуры для ферритов: *1* — ПП-5, *2* — ПП-4, *3* — К-28, *4* — ПП-1, *5* — ПП-24

ния S от числа витков намагничивающей обмотки. Средний диаметр образца равнялся 0,32 см. Средние диаметры всех исследованных матричных ферритов лежали между 0,25 и 0,18 см.

Выводы

1. Показано, что скорость перемагничивания ферритов, применяемых в элементах памяти счетно-решающих устройств, в основном определяется магнитной вязкостью.

2. Показано, что изучение скорости перемагничивания и вообще очень кратковременных импульсных процессов должно производиться на осциллографах с очень малой (5—7 pF) емкостью, иначе форма и дли-

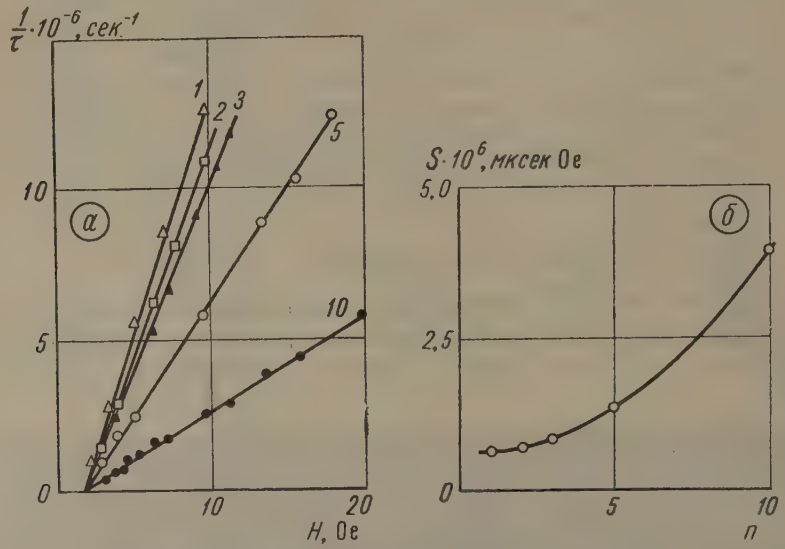


Рис. 6. *а* — зависимость времени перемагничивания феррита ПП-1 от напряженности поля H при различном числе витков перемагничивающей обмотки, *б* — зависимость коэффициента перемагничивания S феррита ПП-1 от числа витков n перемагничивающей обмотки

тельность импульса будут искажены. Намагничивающие импульсы должны иметь очень крутые передние фронты, а намагничивающие обмотки должны иметь не более 1—2 витков.

3. В широком температурном интервале от 78° К и почти до точки Кюри изучена зависимость скорости перемагничивания ряда промышленных матричных ферритовых тороидов от напряженности перемагничивающего импульсного поля и от температуры. Показана сильная температурная зависимость коэффициента перемагничивания S феррита К-132 и сравнительно слабая температурная зависимость S у ферритов К-28, К-65, ПП-1, ПП-4, ПП-5 и ПП-24.

Физический факультет
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Sow. Phys., 8, 153 (1935).
2. Sixtus K., Tonks L., Phys. Rev., 37, 930 (1931); 42, 419 (1932).
3. Мирошниченко Ф., Ж., эксперим. и теор. физ., 6, 987 (1936).
4. Bozorth R., Dillinger J., Kelsall G., Phys. Rev., 45, 742 (1934).
5. Galt J., The Bell Sis. Tech. J., 33, 1023 (1954).
6. Kittel C., Phys. Rev., 80, 918 (1956).
7. Menyuk N., Goodenaugh J., J. Appl. Phys., 26, *1*, 8 (1955).
8. Gyorgy E., J. Appl. Phys., 28, 1011 (1957).
9. Телеснин Р. В., Изв. АН СССР, Сер. физ., 16, 465 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. СМОЛЬКОВ и В. Ф. БЕЛОВ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Введение

Основой современной технической кибернетики является запоминающее устройство, способное накапливать информацию. Из всех устройств наиболее надежным, экономичным и быстродействующим является устройство на ферритовых сердечниках с прямоугольной петлей гистерезиса [1, 2].

Для устройства магнитной памяти широко используются ферриты магний-марганцевой системы, в которые иногда добавляются различные присадки (CaO, ZnO и др.) [3—6]. Поскольку при эксплуатации запоминающих устройств внешние условия, в частности температура среды, могут быть различными, то изменение свойств ферритов от этих условий представляет существенный интерес.

Альберс-Шоенберг [3] и Эккерт [7] исследовали влияние температуры на петлю гистерезиса магний-марганцевых ферритов, другие авторы [8] изучили температурную зависимость импульсных характеристик медно-марганцевых ферритов. Мы исследовали температурную зависимость импульсных характеристик магний-марганцевых ферритов.

1. Теория импульсных характеристик ферритов

Из теории Ландау и Лифшица [9] и Киттеля [10] получается, что скорость необратимого смещения граничного слоя между двумя антипараллельно намагниченными доменами равна

$$v = \frac{4(\gamma^2 M_s^2 + \omega_r^2)}{\omega_r M_s \sigma_0} A (H_m - H_0), \tag{1}$$

где M_s — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, ω_r — частота релаксации, A — обменный параметр, σ_0 — энергия поверхности стенки домена в состоянии покоя, H_m — внешнее поле, H_0 — пороговое поле, при котором начинается необратимое смещение границ между различными магнитными фазами и которое определяется внутренними напряжениями, магнитной анизатропией и локальными неоднородностями материала [11—14].

Если в уравнение (1) положить $v = \frac{d}{\tau}$, где d — среднее расстояние, пройденное граничным слоем при смещении, и τ — время перемагничивания, то получим:

$$H_m - H_0 = S_w \frac{1}{\tau}, \tag{2}$$

где S_w — коэффициент перемагничивания.

$$S_w = \frac{\omega_r M_s d \sigma_0}{4(\gamma^2 M_s^2 + \omega_r^2)} \cdot \frac{1}{A}. \tag{3}$$

Из уравнения (2) видно, что функция $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ носит линейный характер при неизменных значениях H_0 и S_w [15].

2. Методика эксперимента

Для исследования времени перемагничивания была собрана импульсная установка, блок-схема которой дана на рис. 1.

С одного из генераторов 26-И положительный импульс длительностью в 10 мксек поступает на первый канал. Через 10 мксек после окончания

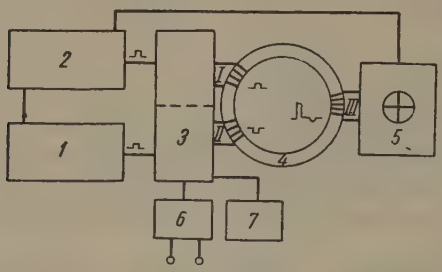


Рис. 1. Блок-схема импульсной установки: *1* и *2* — генераторы прямоугольных импульсов 26-И, *3* — двухканальный усилитель импульсов, *4* — ферритовый сердечник, *5* — синхроскоп СИ-1, *6* — выпрямитель, *7* — импульсный вольтметр ВИК-1

первого импульса с другого генератора 26-И подается на второй канал усилителя такой же положительный импульс той же длительности. Поскольку на выходе усилителя в анодной цепи идущие один за другим оба импульса имеют одинаковую полярность, то в анодной цепи обоих каналов обмотки *I* и *II*, намагничивающие сердечник, включены встречно одна к другой. Благодаря такому включению обмоток, магнитные поля последних будут противоположны и сдвинуты во времени на 10 мксек. Величина сигналов намагничивающих обмоток *I* и *II* определяется при помощи импульсного вольтметра ВИК-1. В цепи намагничивающей обмотки последовательно включено сопротивление 100 Ω. При помощи измерительной обмотки *III* индуцированный сигнал сердечника снимался на синхроскоп СИ-1. Неподвижность сигнала на экране синхроскопа достигалась подачей на него синхронизации с генератора 26-И.

Отсчет времени перемагничивания производился визуально по ширине сигнала на экране синхроскопа.

3. Результаты исследования

На рис. 2 даны кривые — изотермы $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ феррита № 1, выпускаемого промышленностью для вычислительной техники. Размеры сердечника: высота — 2,4 мм, внешний и внутренний диаметры соответственно — 7 и 4 мм. Как видно из рисунка, кривые $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ имеют на большом участке линейную зависимость, выраженную уравнением (2). Нижним пределом этой линейности, по-видимому, является процесс обратимого смещения границ, верхним — время нарастания фронта прямоугольного импульса.

Экстраполяция прямой $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ на ось H дает значение порогового поля H_0, а тангенс угла наклона линейного участка — коэффициент перемагничивания S_w.

На рис. 3 даны кривые температурной зависимости H_0 и S_w. Обе величины с повышением температуры уменьшаются; следовательно, время перемагничивания

$$\tau = \frac{S_w}{H_m - H_0}$$

при данном H_m тоже уменьшается. Уменьшение H_0 и S_w с повышением температуры можно объяснить уменьшением упругих напряжений и снижением константы анизотропии материала.

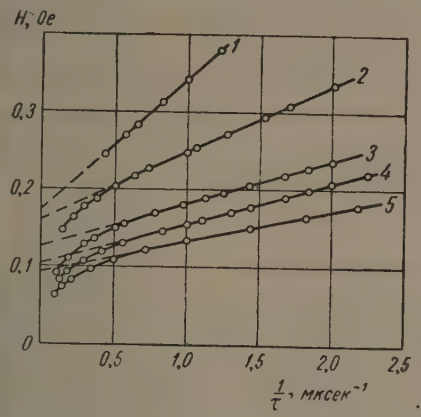


Рис. 2

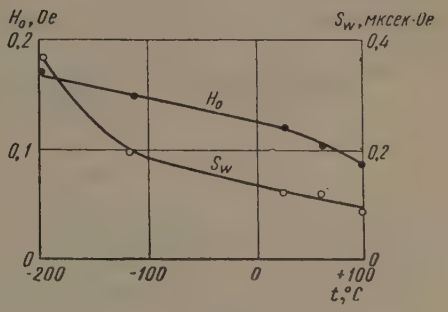


Рис. 3

Рис. 2. Изотермы $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ для образца № 1: *1* — $t = 196°$, *2* — $t = -117°$, *3* — $t = 25°$, *4* — $t = 60°$, *5* — $t = 100°$

Рис. 3. Зависимость порогового поля H_0 и коэффициента перемагничивания S_w от температуры для образца № 1

Полученные результаты температурной зависимости $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ для феррита № 1 аналогичны результатам для медно-марганцевого феррита [8].

На рис. 4 даны кривые изотермы $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ феррита № 2, изготовленного путем спекания окислов при 1300° с последующей закалкой. Состав феррита $MgO \cdot 3MnO \cdot 3Fe_2O_3$. Размер образца: высота — 1 мм, внешний диаметр — 2 мм, внутренний диаметр — 1 мм.

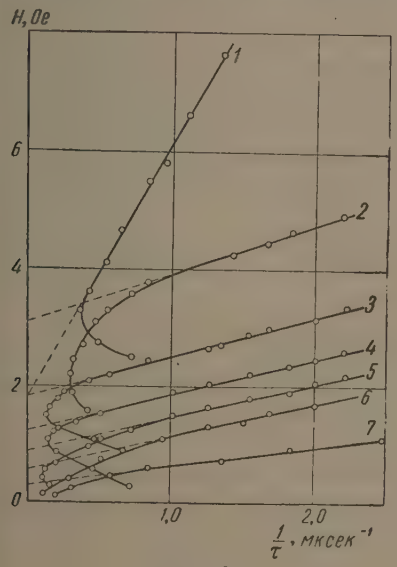


Рис. 4

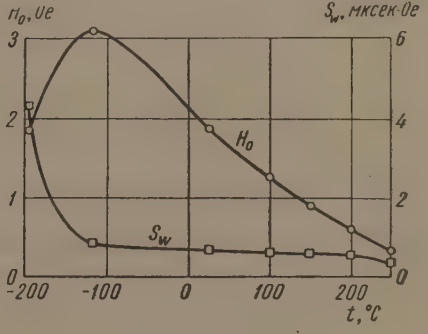


Рис. 5

Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для образца № 2: *1* — $t = -196°$, *2* — $t = -117°$, *3* — $t = 25°$, *4* — $t = 100°$, *5* — $t = 150°$, *6* — $t = 200°$, *7* — $t = 250°$

Рис. 5. То же, что на рис. 3, для образца № 2

На рис. 5 дана зависимость порогового поля и коэффициента перемагничивания от температуры для феррита № 2.

Из приведенных кривых видно, что пороговое поле для феррита № 2 имеет максимальное значение в области — 117°. Такая аномалия может

быть объяснена наличием фазовых переходов, которые наблюдаются у некоторых ферритов.

Из рис. 2 и 4 видно, что область линейной зависимости $H_m = f\left(\frac{1}{\tau}\right)$ для феррита №1 лежит в меньших полях, чем у феррита №2; следовательно, феррит №1 более экономичен при эксплуатации.

Температурные исследования петли гистерезиса данных ферритов будут даны в нашей статье в Вестнике Московского университета.

Кафедра магнетизма физического факультета
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Rajchman J. A., Proc. I. R. E., 41 1407 (1953).
2. Papian W. N., Electronics, 28, 194 (1955).
3. Albers-Schoenberg E., J. Appl. Phys., 25, 152 (1954).
4. Hegyi J., Appl. Phys., 25, 176 (1954).
5. Economas G., J. Amer. Ceram. Soc., 38, 241; 292; 335; 408 (1955).
6. Albers-Schoenberg E., Bull. Amer. Ceram. Soc., 35, 276 (1956).
7. Eckert O., Elektrotechn. Z. A., 75, 253 (1954).
8. Van der Heide H., Bruijning G., Wijn H. P. J., Philips Techn. Rev., 18, 336 (1957).
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Sow. Phys., 8, 153 (1935).
10. Kittel C., Phys. Rev., 80, 918 (1950).
11. Кондорский Е. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 7, 1117 (1937); Докл. АН СССР, 68, 37 (1949).
12. Neel L., Cahiers Phys., *25*, 21 (1944).
13. Kersten M., Grundlagen einer Theorie der Ferromagnetischen Hysterese und Koerzitivkraft.— S. Hirzel, Leipzig, 1943.
14. Goodenough J. B., Phys. Rev., 95, 197 (1954).
15. Menyuk N., Goodenough J. B., J. Appl. Phys., 26, 8 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. Г. ГУРЕВИЧ

ФЕРРОМАГНИТЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ В ПОЛЯХ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Введение

Одной из главных областей применения ферромагнитных полупроводников [1] является техника сверхвысоких частот (с. в. ч.). Ферромагнитные материалы до недавнего времени не применялись в этом диапазоне. Настоятельная необходимость их применения возникла в конце 40-х годов, когда развитие техники с. в. ч. поставило на повестку дня две новые проблемы: одна из них — быстрое управление параметрами устройств, вторая — создание систем, не удовлетворяющих принципу взаимности. Только намагниченные ферромагнитные материалы позволяют решить эти проблемы достаточно простыми средствами, при хорошей стабильности, практически не ограниченном сроке службы и, главное, при высоких уровнях мощности с. в. ч.

Ферромагнитные металлы не могут быть эффективно использованы в диапазоне с. в. ч. Ферромагнитные же полупроводники с малой электропроводностью, например некоторые ферриты [2—4], позволяют успешно решать обе указанные проблемы.

Использование ферромагнитных полупроводников произвело переворот в технике с. в. ч. Современные успехи радиолокации, радиорелейной связи, радиоастрономии и других областей техники и экспериментальной физики, в которых используются с. в. ч., были бы невозможны без применения ферромагнитных полупроводников.

Темой данной статьи является краткий обзор свойств ферромагнитных полупроводников в полях с. в. ч. Основное внимание при этом уделяется намагниченным материалам, поведение которых представляет наибольший интерес и которые используются на практике.

1. Свойства ферромагнитных полупроводников в малых переменных полях диапазона сверхвысоких частот

Ферромагнитный резонанс и тензор магнитной восприимчивости

Если амплитуда переменного поля достаточно мала, то переменная намагниченность $\mathbf{m}$ линейно зависит от переменного поля $\mathbf{h}$.

$$\mathbf{m} = \overleftrightarrow{\chi}\mathbf{h}, \tag{1}$$

где $\overleftrightarrow{\chi}$ — магнитная восприимчивость, которая не зависит от амплитуды переменного поля, но зависит от частоты этого поля и величины постоянного подмагничивающего поля. Практически требование малости переменного магнитного поля для диапазона с. в. ч. часто не является жестким, нелинейность обычно не сказывается при амплитудах этого поля, измеряемых единицами или даже десятками эрстед.

Наиболее важными особенностями магнитной восприимчивости $\overleftrightarrow{\chi}$ в рассматриваемом случае намагниченного ферромагнитного полупровод-

ника являются ее тензорный характер и явление ферромагнитного резонанса, т. е. резонансная зависимость компонентов этого тензора от величины постоянного поля H_0 или частоты переменного поля ω.

Для поликристаллической среды тензор $\overleftrightarrow{\chi}$ должен иметь следующий вид:

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_z \end{vmatrix}, \tag{2}$$

где

$$\chi = \chi' - i\chi'', \quad \chi_a = \chi'_a - i\chi''_a, \quad \chi_z = \chi'_z - i\chi''_z,$$

причем резонансным является изменение χ и χ_a (рис. 1).

Явлению ферромагнитного резонанса можно дать простое объяснение, основанное на том, что максимальное поглощение энергии в веществе происходит, когда энергия кванта поля равна разности энергий электронного спина, ориентированного по полю и против него:

$$\hbar\omega = 2\mu_B H_0 \quad (\mu_B \text{ — магнетон Бора}). \tag{3}$$

Отсюда следует известное выражение для резонансного поля

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma}, \tag{4}$$

где

$$\gamma = \frac{eg}{2m_0 c} \tag{5}$$

(e — заряд электрона, m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света, g — фактор спектроскопического расщепления, для электронного спина равный 2).

Применение аппарата квантовой механики дает возможность построить теорию ферромагнитного резонанса [5, 6]. Однако более эффективным оказался квазиклассический подход, впервые предложенный Ландау и Лифшицем [7] и развитый Киттелем [8], Полдером [5] и Хоганом [9]. При этом исходным является классическое уравнение движения:

$$\frac{d\mathbf{s}_1}{dt} = \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{эфф}. \tag{6}$$

($\mathbf{s}_1$ — элементарный механический, а $\mathbf{m}_1$ — элементарный магнитный момент).

Из (6) следует уравнение * для макроскопического вектора намагниченности $\mathbf{M}$:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{эфф}. \tag{7}$$

Входящее в (6) и (7) $\mathbf{H}_{эфф}$ — это полное эффективное поле, действующее на элементарный момент, которое включает в себя и внешнее поле $\mathbf{H}$. Различные виды взаимодействия, которые при квантовом подходе были бы учтены соответствующими членами гамильтониана, в такой квазиклассической теории учитываются различными слагающими $\mathbf{H}_{эфф}$.

Рассмотрим сначала простейшую модель — систему спинов, связанных только обменным взаимодействием и в отсутствие переменного поля одинаково ориентированных в направлении постоянного поля. Тогда $\mathbf{H}_{эфф}$ будет включать в себя внешнее поле — постоянное и переменное и эффективное поле обменного взаимодействия:

$$\mathbf{H}_{эфф} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} - \lambda\mathbf{M} + q\nabla^2\mathbf{M}, \tag{8}$$

* К уравнению (7) можно прийти и более строгим путем, исходя из квантовых соображений [10].

где $(-\lambda\mathbf{M})$ — Вейссово или «молекулярное» поле, а $q\nabla^2\mathbf{M}$ — эффективное поле, которое связано с дополнительной обменной энергией, вызванной непараллельностью соседних спинов [7, 10, 11].

Поле $-\lambda\mathbf{M}$ для рассматриваемой модели не входит в уравнение движения. Поле же $q\nabla^2\mathbf{M}$ сказывается только при очень быстрых изменениях $\mathbf{M}$ в пространстве, например на границах доменов. Мы пока рассматриваем намагниченную до насыщения среду и однородные колебания намагниченности, когда этим членом можно пренебречь. Тогда в уравнение Ландау — Лифшица (7) войдет только внешнее поле — постоянное и переменное.

В этом случае в результате интегрирования уравнения (8) оказывается, что собственные колебания намагниченности представляют собой прецессию вектора $\mathbf{M}$ вокруг направления статической намагниченности $\mathbf{M}_0$, а собственная частота колебаний определяется выражением (4). Движение конца вектора $\mathbf{M}$ в случае малых вынужденных колебаний можно считать происходящим в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{M}_0$, а тензор восприимчивости носит характер (2) (при $\chi_z = 0$).

Если не учитывать потерь, то при резонансе будут иметь место бесконечные амплитуды колебаний. Учет потерь в рамках квазиклассической теории возможен только феноменологическим путем: при помощи замены вещественной собственной частоты — комплексной или путем добавки в уравнение (7) эффективного поля «трения», пропорционального $d\mathbf{M}/dt$ [7].

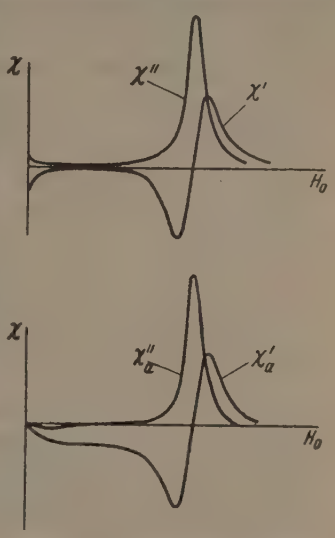


Рис. 1. Компоненты тензора магнитной восприимчивости поликристаллического ферромагнитного полупроводника

Оба пути практически эквивалентны и дают (при полях $\mathbf{H}_0$, достаточных для насыщения) показанные на рис. 1 резонансные зависимости компонентов тензора восприимчивости от $\mathbf{H}_0$ [9]. Эти зависимости хорошо подтверждаются экспериментально.

Учет нескомпенсированного антиферромагнетизма

Возникает прежде всего вопрос, в какой мере изложенные выше результаты справедливы для нескомпенсированных антиферромагнетиков [3, 4], к числу которых принадлежит большинство ферромагнитных полупроводников. Для того, чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим более сложную модель [12, 13] — систему двух подрешеток с намагниченностями $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$. Действующие на них «молекулярные» поля согласно Неелю [14] запишутся:

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{H}_{M_1} &= -\lambda_1\mathbf{M}_1 - \lambda\mathbf{M}_2,\\ \mathbf{H}_{M_2} &= -\lambda\mathbf{M}_1 - \lambda_2\mathbf{M}_2.\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Рассматривая колебания намагниченностей этих подрешеток, убеждаемся, что члены $\lambda\mathbf{M}_2$ и $\lambda\mathbf{M}_1$ войдут в уравнения движения. Колебания подрешеток оказываются связанными, и будут иметь место два собственных типа колебаний с различными собственными частотами.

Для первого типа колебаний $\mathbf{M}_2$ всегда антипараллельно $\mathbf{M}_1$ (рис. 2,*а*), поэтому молекулярное поле для него не будет сказываться. Выражения для резонансной частоты и компонентов тензора восприимчивости для этого типа колебаний получаются из соответствующих выражений для

ферромагнитной модели в результате замены:

$$\left.\begin{aligned} M_0 &\to M_{10} - M_{20}, \\ g &\longrightarrow g_{эфф} = \frac{M_{10} - M_{20}}{M_{10}/g_1 - M_{20}/g_2}; \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

при этом $g_{эфф}$ имеет простой смысл отношения полного магнитного момента к полному механическому. Обычно g_1 близко к g_2 и $g_{эфф}$ значительно отличается от 2 только вблизи точек компенсации [15].

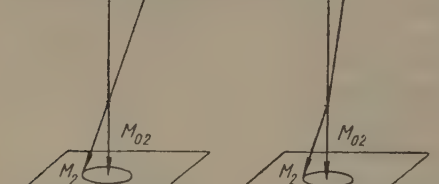


Рис. 2. Прецессия намагниченности в нескомпенсированном антиферромагнетике: *а* — сверхвысокочастотный тип колебаний, *б* — инфракрасный тип колебаний

Для второго типа колебаний $\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2 \neq 0$ (рис. 2,*б*), и собственная частота — порядка $\lambda\gamma(M_{10} - M_{20})$. Эта частота находится в инфракрасном диапазоне. Резонанс, соответствующий этому типу колебаний, до сих пор не обнаружен экспериментально вследствие малой его интенсивности, а также малой прозрачности ферромагнитных полупроводников в этой части спектра.

Таким образом, в диапазоне с. в. ч. (кроме областей вблизи точек компенсации) нескомпенсированный антиферромагнетик ведет себя, как ферромагнетик с намагниченностью, равной геометрической сумме намагниченностей подрешеток, и фактором спектроскопического расщепления $g_{эфф}$. Этот фундаментальный вывод подтверждается расчетами, проведенными для большего числа подрешеток [13, 16], а также обширным экспериментальным материалом и опытом применения ферритов на сверхвысоких частотах.

Волны намагниченности

До сих пор рассматривались колебания намагниченности, однородные в области, малой по сравнению с длиной электромагнитной волны λ_0. Однако могут существовать волны намагниченности с длинами, значительно меньшими, чем λ_0, — так называемые спиновые волны [10].

При рассмотрении таких волн нельзя пренебрегать членом $q\nabla^2\mathbf{M}$, а также размагничивающими полями, связанными с изменением $\mathbf{M}$ в пространстве. Учет их приводит для неограниченной среды к следующему выражению для собственной частоты спиновых волн:

$$\omega_k = \gamma\,[(H_0 + qk^2M_0)\,(H_0 + qk^2M_0 + 4\pi M_0 \sin^2\theta_k)]^{1/2}, \qquad (11)$$

где k — волновое число, а θ_k — угол между направлением распространения и $\mathbf{M}_0$.

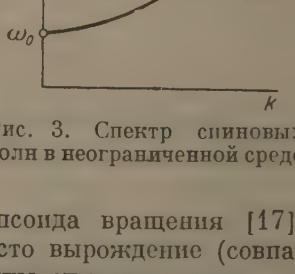


Рис. 3. Спектр спиновых волн в неограниченной среде

График $\omega_k(k)$ или так называемый спектр спиновых волн, представлен на рис. 3 для $\theta_k = 0$ и $\theta_k = 90°$. На этот же график нанесена точка, соответствующая однородным колебаниям. Для тел конечных размеров, например для эллипсоида вращения [17], спектр спиновых волн является иным и имеет место вырождение (совпадение частот) однородной прецессии и целой группы спиновых волн.

Спиновые волны возбуждаются тепловыми колебаниями решетки. В

определенных условиях они оказываются связанными с однородными колебаниями и начинают играть существенную роль в процессах, происходящих на сверхвысоких частотах в ферромагнитных полупроводниках.

Процессы релаксации

В ферромагнитных полупроводниках с малой проводимостью электромагнитная энергия может передаваться в конечном счете только кристаллической решетке. Но непосредственное взаимодействие однородной прецессии спинов с решеткой является очень слабым [5]. Оно может привести к времени релаксации τ порядка 10^{-1}, а не 10^{-6}—10^{-9}, как это имеет место в действительности. С увеличением температуры τ ферромагнитных полупроводников обычно медленно возрастает [18]. Все попытки объяснить такие малые значения τ и «аномальный» температурный ход этой величины [18, 19] были до последнего времени неудачными.

Удовлетворительное объяснение наблюдаемого температурного хода и порядка величины τ дает теория [20], связывающая релаксационные процессы со спиновыми волнами и магнитными неоднородностями, в частности с беспорядочным распределением магнитных ионов по узлам кристаллической решетки. Такое распределение имеет, например, место в обращенных шпинелях [3]. При наличии беспорядка однородные колебания намагниченности оказываются связанными со спиновыми волнами, в первую очередь — с вырожденными, и передают им энергию. Спиновые же волны с большими k могут уже эффективно взаимодействовать с решеткой [21] и передавать энергию ее тепловым колебаниям.

Качественным подтверждением этой теории является большое время релаксации (узкая резонансная кривая) [22] у иттриевого феррита со структурой граната, в котором нет беспорядка в распределении магнитных ионов по узлам кристаллической решетки [23].

Кристаллографическая анизотропия

В монокристаллах резонансная частота и вид тензора восприимчивости зависят от ориентации постоянного магнитного поля и постоянной намагниченности по отношению к кристаллографическим осям. Эта зависимость очень хорошо учитывается квазиклассическим методом [8,24—26]. Измерение ферромагнитного резонанса в монокристаллах [27—30] дает возможность точно определить g-фактор, а также определить константы анизотропии и время релаксации.

В поликристаллических материалах в результате усреднения по кристалликам произойдет расширение резонансной кривой на величину порядка $|K_1|/M$ (для кубической решетки), где K_1 — первая константа анизотропии, что обычно значительно превышает собственную ширину резонансной кривой, обусловленную процессами релаксации. Дополнительное расширение резонансной кривой вызывается размагничивающими полями пор. Вопрос о форме резонансной кривой в поликристаллических материалах мало исследован, но очевидно, что в результате усреднения может произойти смещение максимумов зависимости мнимых частей компонентов тензора $\overleftrightarrow{\chi}$ от H_0. Отсюда следует, что измерение времени релаксации, а также точное измерение g-фактора возможны только на монокристаллах.

Влияние доменной структуры

Большой практический интерес представляет поведение ферромагнитных полупроводников на сверхвысоких частотах в области малых постоянных полей, когда еще сохраняется доменная структура. Усреднение по доменам приведет в случае малых полей к тому, что роль намаг-

ниченности в выражениях для компонентов $\overleftrightarrow{\chi}$ будет играть средняя («техническая») намагниченность M_z. Ей, в частности, будет пропорциональна величина χ_a [11], определяющая в основном «активность» ферромагнитного полупроводника в с. в. ч. устройствах.

Переменные размагничивающие поля на границах доменов приведут к связи колебаний намагниченности соседних доменов, что вызовет появление двух резонансов в монокристаллах с сохранившейся доменной структурой [26, 27].

В поликристаллических средах наличие этих размагничивающих полей приведет к значительному расширению «естественного» (т. е. происходящего в отсутствие внешнего постоянного поля) резонанса. Его граничной частотой становится [31, 32]:

$$\omega_{\max} = \gamma 4\pi M_0. \tag{12}$$

При обычных величинах M_0 (порядка 150 Gs) граничная длина волны составляет 5 см.

2. Влияние формы образцов. Электродинамика сред с тензорными параметрами

До сих пор рассматривалась неограниченная среда. Но полученные результаты могут быть применены и к телам конечных размеров, если тензор $\overleftrightarrow{\chi}$ относить не к внешнему, а к внутреннему переменному полю. Тогда для случая ферромагнитных полупроводников с малой проводимостью, в отличие от металлов, микроскопическая задача определения параметров вещества и макроскопическая задача учета формы тела разделяются. Трудность возникает лишь в тех случаях, когда необходимо принимать во внимание спиновые волны, спектр которых зависит от формы тела [17].

Для малого (по сравнению с длиной электромагнитной волны) эллипсоида и его предельных случаев — тонкого цилиндра и тонкого диска — можно не разделять эти задачи, а непосредственно интегрировать, как это сделал Киттель [8], уравнение Ландау — Лифшица (7) с учетом размагничивающих полей. Тогда легко получаются выражения для тензора восприимчивости по отношению к внешнему полю и, в частности, известная формула для резонансной частоты этого поля:

$$\omega = \gamma \{[H_0 + (N_x - N_z) M_0] [H_0 + (N_y - N_z) M_0]\}^{1/2}, \tag{13}$$

где N_x, N_y и N_z — размагничивающие факторы эллипсоида.

Подчеркнем, что это решение соответствует однородным колебаниям намагниченности всего образца. Как показал Уокер [33], в малом эллипсоиде могут существовать и неоднородные колебания, не связанные (как спиновые волны) с обменным взаимодействием — так называемые магнитостатические типы колебаний. Они возбуждаются неоднородным внешним переменным полем и приводят к расщеплению линии ферромагнитного резонанса — появлению целой серии линий [34, 35].

Если образец не является тонкой пластинкой, тонким цилиндром или малым эллипсоидом, учет формы его может быть произведен только методами макроскопической электродинамики при параметрах среды, найденных в результате решения микроскопической задачи или экспериментально.

Таким образом, возникла необходимость развития методов макроскопической электродинамики для сред с тензорной магнитной проницаемостью. Удалось обобщить на эти среды основные теоремы электродинамики [36—38] и решить строго некоторые задачи [39—44].

К сожалению, лишь небольшой класс граничных задач (значительно более узкий, чем для сред со скалярными параметрами) может быть решен строго. Решаются, например, важные для практики задачи о регу-

лярном прямоугольном волноводе с поперечно намагниченными пластинами [43—45], о регулярном круглом волноводе с продольно намагниченным стержнем [39—42, 46]. Однако анализ решений даже этих задач оказывается весьма громоздким, особенно в случае учета потерь, когда параметры среды являются комплексными. С достаточной для практики полнотой этот анализ может быть проведен только с помощью быстродействующих электронных вычислительных машин. Первые результаты в этом направлении являются обнадеживающими [47, 48].

Из приближенных методов в настоящее время широко используются лишь два наиболее грубых: метод «неограниченного пространства», основанный на замене реальной задачи задачей о распространении и отражении однородных плоских волн [49, 50], и метод возмущений с квазистатической аппроксимацией внутреннего поля [51, 52]. В направлении развития более сильных приближенных методов сделаны лишь первые шаги [53—55].

3. Ферромагнитные полупроводниковые материалы для диапазона с. в. ч.

Общие требования

Наряду с развитием теории и экспериментальными исследованиями физических свойств ферромагнитных полупроводников на с. в. ч., в последние 6 лет широким фронтом велась разработка устройств, использующих эти свойства для решения практических задач техники с. в. ч. Принципы создания таких устройств в настоящее время в основном ясны (см., например, [56, 57]), и центр тяжести проблемы лежит в создании для этих устройств материалов с требуемыми параметрами.

К ферромагнитным полупроводникам для с. в. ч. устройств (не касаясь нелинейных устройств, которые будут рассмотрены ниже) предъявляются следующие основные требования:

1) низкие электрические потери;

2) низкие магнитные потери вне области ферромагнитного резонанса;

3) высокая «активность», т. е. достаточно большая величина антисимметричного компонента тензора магнитной восприимчивости;

4) хорошая температурная стабильность, высокая температура Кюри.

Из второго требования, кроме малого времени релаксации, для поликристаллических материалов следуют требования малой анизотропии и высокой плотности материала, так как эффективные поля анизотропии и размагничивающие поля пор приводят к расширению резонансных кривых. В ряде случаев предъявляются и другие — специальные требования, например, требование малой диэлектрической проницаемости, существенное для некоторых широкополосных устройств.

Материалы для коротковолновой части диапазона с. в. ч.

В коротковолновой части диапазона с. в. ч. (при длинах волн короче приблизительно 5 см) удовлетворить перечисленным выше требованиям оказывается сравнительно легко. Например, на миллиметровых волнах применимы практически любые ферриты с небольшой проводимостью, в частности никель-цинковые ферриты, разработанные для диапазона радиочастот [58].

В трехсантиметровом диапазоне хорошие результаты (во всяком случае — при низких мощностях) дают магний-марганцевые ферриты [59, 60], никель-медные [61, 62], никель-магниевые и др.

Однако ряд интересных проблем возникает и в связи с созданием материалов для коротковолновой части с. в. ч. диапазона. К ним относятся следующие:

1) получение с. в. ч. материалов с большой намагниченностью насыщения (известно, что никель-медный феррит с добавкой цинка [63] сравнительно хорошо решает эту задачу);

2) совмещение перечисленных выше требований с малыми потерями в области радиочастот (десятки и сотни мегагерц);

3) совмещение хороших с. в. ч. свойств с прямоугольностью петли (конечно, для более низких частот).

К числу этих проблем можно отнести и создание материалов с очень интенсивной, а следовательно, очень узкой резонансной линией, необходимых для нелинейных устройств (см. ниже). Эта задача требует применения монокристаллов. Последние, таким образом, приобретают значение не только как объект исследования, но и как технический материал.

Материалы для длинноволновой части диапазона с. в. ч.

При увеличении длины волны трудности создания сверхвысокочастотных ферромагнитных полупроводников существенно возрастают. При низких частотах происходит перекрытие области «естественного» резонанса и резонанса во внешнем поле (рис. 4), не дающее возможности работать с малыми потерями при малых постоянных полях. Если не переходить к большим магнитным полям, где «активность» материала мала, то выход заключается в уменьшении анизотропии материала и уменьшении граничной частоты «естественного» резонанса, для чего, как видно из формулы (12), необходимо снижать намагниченность насыщения M_0. Это приводит к уменьшению «активности», но отношение активности к потерям (которое можно назвать добротностью ферромагнитного полупроводника) существенно возрастает.

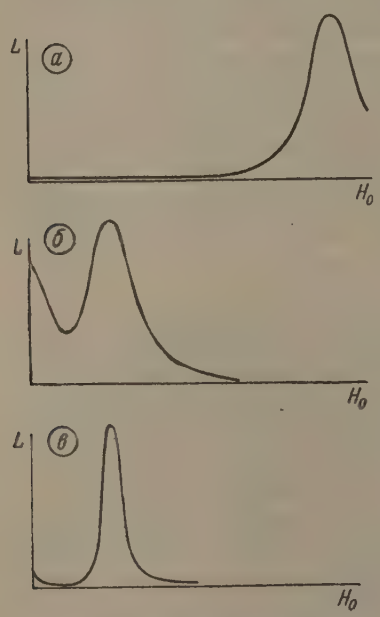


Рис. 4. Зависимость потерь в ферромагнитном полупроводнике от постоянного магнитного поля: *а* — в коротковолновой части диапазона с. в. ч., *б* — в длинноволновой части диапазона с. в. ч., *в* — в длинноволновой части диапазона с. в. ч. (материал с малой анизотропией и малой намагниченностью насыщения)

Учет этих соображений привел к разработке ферромагнитных полупроводников для длинноволновой части с. в. ч. диапазона с малой анизотропией и низкой M_0. Например, феррит-алюминаты магния и марганца [64] имеют M_0 порядка 70 Gs, а феррит-хромиты магния [65] — порядка 30 Gs

Наибольшая трудность при создании таких материалов заключается в совмещении низкой M_0 с достаточно высокой температурой Кюри.

4. Нелинейные процессы

Детектирование, удвоение и преобразование частоты

При достаточно больших амплитудах переменного магнитного поля в ферромагнитных полупроводниках начинают сказываться нелинейные эффекты. Некоторые из этих эффектов находят очень простое объяснение в нелинейности уравнения однородных колебаний намагниченности.

Действительно, интегралом этого уравнения является

$$|M|^2 = \text{const}. \qquad (14)$$

Это значит, что конец вектора M движется по сфере (рис. 5), а не по плоскости, как предполагают, считая колебания малыми. Отсюда следует, что с ростом амплитуды поперечного переменного магнитного поля будет уменьшаться постоянная намагниченность по оси z, т. е. будет иметь место эффект детектирования колебаний [66, 67].

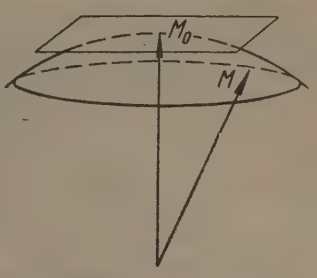


Рис. 5. Прецессия намагниченности при больших амплитудах переменного магнитного поля

Если исключить из рассмотрения случай круговой поляризации переменного магнитного поля, когда конец вектора M движется по окружности, то с ростом амплитуды этого поля появится составляющая M_z удвоенной частоты [68, 69]. Оба эти эффекта — детектирования и удвоения частоты — наблюдаются экспериментально. В случае удвоения частоты были получены очень хорошие результаты — к. п. д. удвоения достигал 25% [69].

Если приложить два поперечных магнитных поля с разными частотами, то в намагниченности M_z появятся составляющие с суммарной и разностной частотами, т. е. будет иметь место преобразование частоты [70, 71].

Усиление и генерирование

Известно, что если с нелинейным реактивным элементом связаны цепи, настроенные на частоты ω_1, ω_2 и ω_3, и если на частоте $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ к нелинейному элементу подводится достаточно большая мощность, то могут создаться условия для генерирования или регенеративного усиления на частотах ω_2 и ω_3 [72].

Таким нелинейным элементом может быть ферромагнитный полупроводник. Для того чтобы нелинейность проявилась наиболее резко при данном уровне мощности сигнала с частотой ω_1, необходимо обеспечить для этой частоты условие ферромагнитного резонанса и использовать материал с узкой резонансной кривой — монокристалл.

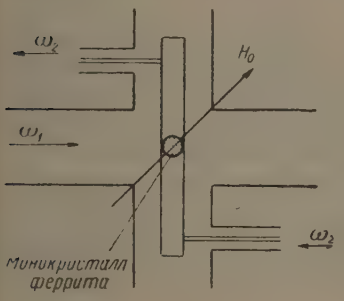


Рис. 6. Ферритовый генератор или регенеративный усилитель

Основанный на этом принципе генератор или регенеративный усилитель был предложен Сулом [73] и осуществлен Вейссом [74]. Схема этого устройства приведена на рис. 6. По волноводу на образец из монокристалла феррита * подается мощность на частоте ω_1 (с длиной волны 3 см). При достаточной величине этой мощности в контуре возбуждаются колебания частоты $\omega_2 = \frac{\omega_1}{2}$ (с длиной волны 6 см). При некотором снижении уровня мощности сигнала ω_1 на частоте ω_2 имеет место регенеративное усиление, причем коэффициент усиления уменьшается при снижении мощности сигнала ω_1. Такой усилитель должен обладать, по-видимому, низким шумфактором.

Нелинейные потери при высоких уровнях мощности

Еще в опытах Бломбергена и др. [66] были обнаружены нелинейные явления, которые нельзя объяснить при помощи элементарной теории, учитывающей только нелинейность однородных колебаний намагниченности. Согласно этой теории уменьшение $\chi''_{рез}$ при увеличении амплитуды

* Были использованы марганцевый феррит со структурой шпинели и иттриевый феррит со структурой граната, обладающие узкой резонансной кривой.

переменного поля должно происходить пропорционально уменьшению M_z. В действительности же спад $\chi''_{рез}$ наступает при значительно меньших полях, чем спад M_z. Резонансная кривая при этом расширяется, что говорит о росте потерь (рис. 7). Одновременно возникает второй пик поглощения — при постоянном поле, меньшем чем резонансное. Эти «аномалии» возникают, как только амплитуда переменного поля достигнет некоторого порогового значения.

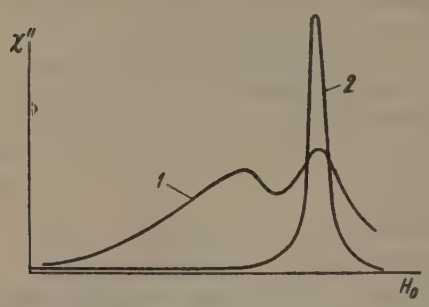


Рис. 7. Потери при высоком (*1*) и низком (*2*) уровнях мощности

В теории нелинейных потерь существенную роль играют спиновые волны. В силу нелинейности эти волны оказываются связанными друг с другом и с однородными колебаниями. При определенной амплитуде однородных колебаний эта связь вызывает нестационарное возрастание амплитуд определенной группы спиновых волн. В конце концов устанавливается стационарное состояние, при котором амплитуды этой группы спиновых волн имеют весьма большую величину, а амплитуда однородных колебаний не превосходит своего порогового значения. Спиновые волны отдают энергию решетке, черпая ее из энергии однородных колебаний. Это и приводит к росту потерь.

Этот эффект проявляется, по-видимому, во всех ферромагнитных полупроводниках, различными являются лишь значения порогового поля. Очень низкие значения этого поля имеют место для монокристаллов с узкой резонансной кривой: марганцевого и, в особенности, иттриевого феррита [17], низким является пороговое поле для некоторых поликристаллических магний-марганцевых ферритов [75]. Высокие пороговые поля являются одним из основных требований к материалам, предназначенным для работы при больших мощностях с. в. ч.

Нелинейная связь однородных колебаний и спиновых волн не только объясняет рост потерь при больших уровнях мощности, но может быть использована в нелинейных ферромагнитных генераторах и усилителях с. в. ч. Можно полагать, что столь интересное явление проявится и в других эффектах, которые могут быть практически использованы.

Вообще нелинейные процессы в ферромагнитных полупроводниках представляют большой интерес и, возможно, займут в технике сверхвысоких частот не меньшее место, чем используемые в настоящее время линейные (по отношению к переменному полю) невзаимные эффекты.

Цитированная литература

1. Дорфман Я. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., **16**, 412 (1952).
2. Smit J., Wijn H. P., Physical properties of ferrites.— Adv. in electronics and electron. physics, **6**, 1954.
3. Гортер Е. В., Успехи физ. наук, **57**, 279; 435 (1955).
4. Смоленский Г. А., Гуревич А. Г.,сб. Полупроводники в науке и технике, **II**, АН СССР, 1958.
5. Polder D., Phil. Mag., **40**, 99 (1949) (В сб. [76]).
6. Van Vleck J. H., Phys. Rev., **78**, 266 (1950) (В сб. [76]).
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Phis. Z. S. U., **8**, 153 (1935).
8. Kittel C., Phys. Rev., **73**, 155 (1948) (В сб. [76]).
9. Hogan C. L. Rev. Mod. Phys., **25**, 253 (1953).
10. Herring C., Kittel C., Phys. Rev., **81**, 869 (1951).
11. Rado G. T., Trans. I. R. E. AP-4, 512 (1956).
12. Kaplan J., Kittel C., J. Phys. Chem., **21**, 760 (1953).
13. Wangsness R. K., Phys. Rev., **91**, 1085 (1953).
14. Neel L., Ann. Phys. **3**, 137 (1948).
15. Wieringen J. S., Phys. Rev., **90**, 488 (1953).
16. Eskowitz A., Wangsness R. K., Phys. Rev., **107**, 379 (1957).
17. Suhl H., Phys. and Chem. Solids, **1**, 209 (1957).

18. Abrahams E. A., Relaxation processes in ferromagnetism.— Adv. in electronics and electron. physics, 6, 1954.
19. Ахиезер А. И., J. Phys. USSR, 10, 217 (1946).
20. Clogston A. M., Suhl H., Walker L. R., Anderson P. W., Phys. and Chem. Solids, 1, 129 (1956).
21. Kittel C., Abrahams E. A., Rev. Mod. Phys., 25, 233 (1953).
22. Dillon J. F., Phys. Rev., 105, 759 (1957).
23. Geller S., Gilleo M. A., Phys. and. Chem. Solids, 3, 30 (1957).
24. Macdonald J. R., Proc. Phys. Soc., Sect. A64, 968 (1951) (В сб. [76]).
25. Smit J., Beljers H. G., Philips Res. Rep., 10, 113 (1955).
26. Artman J. O., Phys. Rev., 105, 62 (1957).
27. Bickford L. R., Phys. Rev., 78, 449 (1950) (В сб. [76]).
28. Jager W. A., Galt K. J., Merritt E. R., Wood E. A., Phys. Rev., 80, 744 (1950). (В сб. [76]).
29. Dillon J. F., Geschwind S., Jaccarino V., Phys. Rev., 100, 750 (1955).
30. Tannenwald P. E., Phys. Rev., 100, 1713 (1955).
31. Polder D., Smit J., Rev. Mod. Phys., 25, 89 (1953).
32. Lax B., Proc. I. R. E., 44, 1369 (1956).
33. Walker L. R., Phys. Rev., 105, 390 (1957).
34. White R. L., Solt I. H., Phys. Rev., 104, 56 (1956).
35. Mercerau J. E., Feynman R. L., Phys. Rev., 104, 63 (1956).
36. Epstein P. S., Rev. Mod. Phys., 28, 3 (1956).
37. Гуревич А. Г., Радиотехника и электроника, 2, 960 (1957).
38. Heller G. S., Proc. I. R. E, 44, 1386 (1956).
39. Сул Г., Уокер Л., Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах.— ИЛ, 1955.
40. Kales M. L., J. Appl. Phys., 24, 604 (1953).
41. Гинцбург М. А., Докл. АН СССР, 95, 489 (1954).
42. Van Trier A. A., Appl. Scient. Res. B, 3,305 (1953).
43. Kales M. L., Chait H M., Sakiotis N. G., J. Appl. Phys., 24, 861 (1953).
44. Микаэлян А. Л., Пистолькорс А. А., Радиотехника, 10, 14 (1955).
45. Микаэлян А. Л., Изв. АН СССР. Отд. техн. н., 3, 139 (1955).
46. Моносов Я. А., Радиотехника и электроника, 2, 408; 547 (1957).
47. Воронова А. В., Гуревич А. Г., Радиотехника и электроника, 2, 401 (1957).
48. Гуревич А. Г., Богомаз Н. В., Радиотехника и электроника, 3, 1133 (1958).
49. Поливанов К. М., Колли Я. Н., Хасина М. Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 350 (1954).
50. Гинцбург М. А., Докл. АН СССР, 95, 753 (1954).
51. Никольский В. В., Радиотехника и электроника, 1, 447 (1956).
52. Никольский В. В., Радиотехника и электроника, 2, 157 (1957).
53. Berk A. D., Trans. I. R. E., AP-4, 104 (1956).
54. Epstein P. S., Berk A. D., J. Appl. Phys., 27, 1328 (1956).
55. Никольский В. В., Радиотехника и электроника, 2, 1074 (1957).
56. Фокс А. Д., Миллер С. Е., Вейс М. Т., Свойства ферритов и их применение в диапазоне с. в. ч.— «Советское радио», 1956.
57. Hogan C. L., Proc. I. R. E., 44, 1345 (1956).
58. Маш Д. Ш. Ж. техн. физ., 27, 360 (1957).
59. Albers-Schoenberg E., J. Appl. Phys., 25, 152 (1954).
60. Robinson A. E., Proc. I. E. E., p. B., 104 (1957).
61. Van Uitert J. G., J. Appl. Phys., 27, 723 (1956).
62. Фабриков Б. А., Кудрявцев В. Д., Гущина З. И., Радиотехника и электроника, 2, 1299 (1957).
63. Weisbaum S., Boyet H., Trans. I. R. E., MTT-5, 194 (1957).
64. Van Uiter L. G., Schafer J. P., Hogan C. L., J. Appl. Phys., 25, 925 (1954).
65. Ljung P. E., Proc. I. E. E., p. B., 104 (1957).
66. Bloembergen N., Wang S., Phys. Rev., 93, 72 (1954).
67. Simon J. C., Broussaud G., C. R. Acad. sci, 238, 2294 (1954).
68. Ayres W. P., Vartanian P. H., Melchor J. J., J. Appl. Phys., 27, 188 (1956).
69. Melchor J. L., Ayres W. P., Vartanian P. H., Proc. I. R. E., 45, 643 (1957).
70. Pippin J. E., Proc. I. R. E., 44, 1054 (1956).
71. Фабриков В. А., Риттер Е. Г., см. настоящий номер журнала, стр. 380.
72. Manley J. M., Rowe H. E., Proc. I. R. E., 44, 904 (1956).
73. Suhl H., Phys. Rev., 106, 384 (1957).
74. Weiss M. T., Phys. Rev., 107, 317 (1957).
75. Sakiotis M. G., Chait H. N., Kales M. L., Trans. I. R. E., AP-4, 111 (1956).
76. Ферромагнитный резонанс. Сборник статей под ред. С. В. Вонсовского. — ИЛ, 1952.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. А. ФАБРИКОВ, В. Д. КУДРЯВЦЕВ и З. М. ГУЩИНА

ФЕРРИТЫ С БОЛЬШОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ НАСЫЩЕНИЯ И УЗКОЙ РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ ПОГЛОЩЕНИЯ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Последнее время большое внимание уделяется исследованию нелинейных гиромагнитных свойств ферритов на больших и малых уровнях микроволновой мощности и выяснению возможности их использования в технике сверхвысоких частот [1—5].

Величина нелинейных гиромагнитных эффектов находится в прямой зависимости от намагниченности насыщения и постоянных времени поперечной T_2 и продольной T_1 релаксации материала на сверхвысоких частотах. Методика определения времени продольной релаксации в ферритах находится в настоящее время в стадии разработки. Что касается времени поперечной релаксации T_2, то эта величина связана простым соотношением с шириной резонансной кривой интенсивности поглощения в ферритах мощности микроволновых колебаний ΔH в функции приложенного намагничивающего поля H. Существует ряд методик измерения ширины резонансной кривой ферритов; одна из них описана в данной работе.

Перспектива широкого использования нелинейных гиромагнитных эффектов в технике придает особое значение проблеме разработки ферритов с узкой резонансной кривой поглощения на сверхвысоких частотах. Однако разработка подобного типа ферритов представляет интерес также и с точки зрения обычных «линейных» применений этих материалов в резонансных вентилях, а также в ферритовых устройствах, предназначенных для работы в нижнем диапазоне сверхвысоких частот [6]. Значение параметра ΔH для характеристики микроволновых ферритовых материалов, работающих в условиях близости величины рабочих намагничивающих полей к резонансному значению, подробно освещено в литературе и хорошо иллюстрируется результатами, полученными на никель-медных ферритах [7]. Чем уже резонансная кривая материала, тем большее отношение обратных и прямых потерь можно получить в соответствующем вентильном устройстве резонансного типа.

Ширина резонансной кривой поглощения микроволновой мощности определяется величиной эффективных полей магнитной анизотропии кристаллической решетки вещества и местными размагничивающими полями, возникающими на неоднородностях материала.

В настоящее время наметился путь разработки смешанных ферритов с очень низкой магнитной кристаллической анизотропией. Присадкой кобальтового феррита с большой положительной величиной первой константы анизотропии ($K_1 = 4 \cdot 10^6$ эрг см$^{-3}$) к обычным ферритам с малой отрицательной анизотропией (для Ni-феррита, например, $K_1 = -5 \cdot 10^4$ эрг см$^{-3}$) можно практически свести к нулю результирующее значение K_1 смешанного состава [8, 9].

Другим направлением снижения величины эффективных полей анизотропии керамических ферритовых материалов является повышение их относительной плотности, т. е. кажущейся плотности спеченного мате-

риала, поделенной на теоретическую плотность вещества. Последняя рассчитывается из данных рентгеноструктурного анализа. В достаточно плотном материале влиянием внутренних размагничивающих полей на

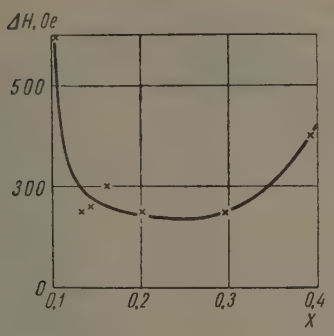


Рис. 1

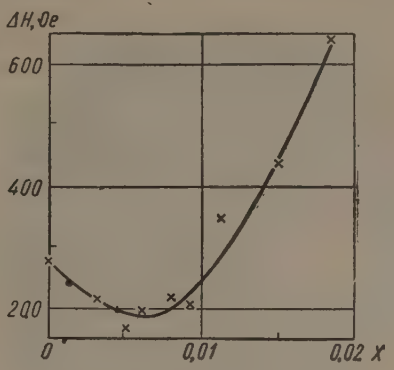


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость ширины резонансной кривой ΔH ферритов состава $Ni_{1-x}\ Cu_xFe_{1,9}Mn_{0,02}O_4$ от содержания меди. Спекание производилось при температуре 1100° в течение 20 час. Образцы сферической формы, диаметром 0,6 ÷ 0,8 мм

Рис. 2. Зависимость ширины резонансной кривой ΔH ферритов состава $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}\ Co_xFe_{1,9}Mn_{0,02}O_4$ от содержания кобальта. Спекание производилось при температуре 1100° в течение 20 час. Образцы сферической формы диаметром 0,6 ÷ 0,8 мм

ширину резонансной кривой можно пренебречь, между тем как в рыхлых материалах этот фактор расширения резонансной кривой ферритов является решающим [10].

Высокой относительной плотностью характеризуются ферриты, содержащие небольшие добавки меди, в частности Ni—Cu ферриты, сочетающие высокую плотность ($P > 0{,}97$) с большой намагниченностью насыщения ($M \approx 3000$ Gs). Замена определенного количества двухвалентного металла в составе феррита медью позволяет получать керамические образцы высокой плотности длительным спеканием их при температуре, на 100—200° меньшей, чем для соответствующего феррита без меди [11]. Вводимая в шихту окись меди CuO действует в известной степени как флюс. При 1026° это соединение разлагается, превращаясь в закись меди Cu_2O, имеющую температуру плавления 1235°. Наличие этого низкоплавящегося окисла в составе шихты сильно увеличивает реакционную способность смеси, что позволяет снизить температуру спекания и облегчает достижение высокой однородности и плотности спекаемых образцов.

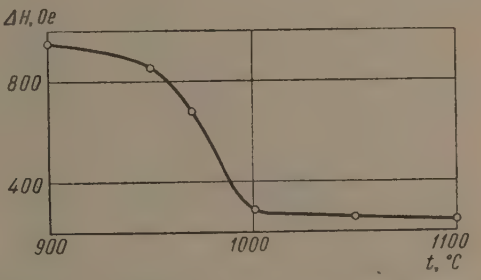


Рис. 3. Зависимость ширины резонансной кривой ΔH ферритов состава $Ni_{0,8}Cu_{0,2}Fe_{1,9}Mn_{0,02}O_4$ от температуры спекания

Нами исследовались составы Ni—Cu ферритов с присадками небольших количеств марганца, добавляемого для повышения электрического сопротивления материала на постоянном токе [12], и кобальта. Ферриты изготовлялись спеканием в атмосфере воздуха при 900—1100° спрессованной смеси порошковых окислов металлов. Время выдержки печи при этой температуре менялось от 5 до 20 час.

Измерялись: намагниченность насыщения, плотность, электрическое сопротивление на постоянном токе, ширина резонансной кривой поглощения на частоте 9350 MHz, рабочие характеристики ферритов в вентиль-

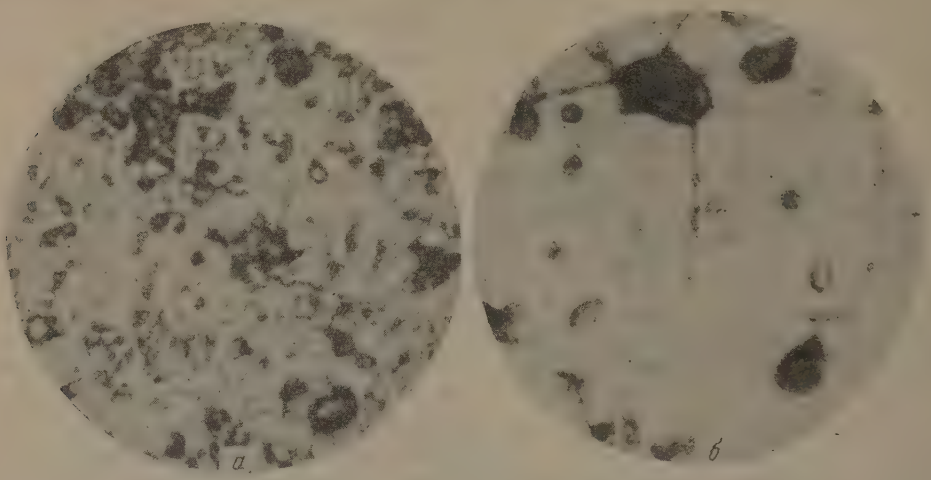


Рис. 4. Характерные микроструктуры ферритов состава $Ni_{1-x}Cu_x Fe_{1,9} Mn_{0,02}O_4$ после 10-минутного термического травления шлифов при температуре 1100°. Увеличение 600. ×*а* — $x = 0{,}135$, *б* — $x = 0{,}165$

ном устройстве резонансного типа того же диапазона частот, а также микроструктура материала.

Измеренные величины намагниченности насыщения, относительной плотности и электрического сопротивления Ni — Cu ферритов различного состава совпадают с данными Ван-Эйтерта, приведенными в работе [11].

Результаты исследования ферромагнитного резонанса в прямоугольном резонаторе на образцах сферической формы представлены на рис. 1. Наблюдается резкая зависимость ширины резонансной

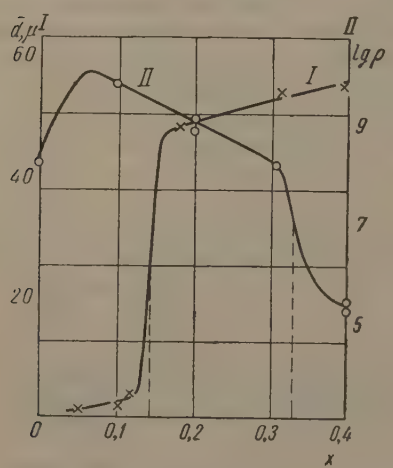


Рис. 5. Зависимость средней величины зерна (*I*) и удельного электрического сопротивления (*II*) на постоянном токе от содержания *x* меди в ферритах состава $Ni_{1-x}Cu_xFe_{1,9}Mn_{0,02}O_4$. Зависимость *II* взята из работы [11]

кривой материала от содержания меди. Наименьшая ширина кривой была получена на феррите состава $Ni_{0,8}Cu_{0,2}—Fe_{1,9}Mn_{0,02}O_4$ при температуре спекания 1100° и характеризуется величиной порядка 260 Oe, что соответствует времени поперечной релаксации $T_2 = 4 \cdot 10^{-10}$ сек. Дальнейшее уменьшение этой величины возможно за счет снижения кристаллической анизотропии составов с отрицательной константой анизотропии при добавлении к ним некоторых количеств Co-феррита. Влияние присадок Co на ширину резонансной кривой Ni — Cu ферритов иллюстрируется экспериментальной кривой на рис. 2.

Зависимость ширины резонансной кривой Ni — Cu ферритов от температуры спекания приведена на рис. 3.

Составы с наиболее узкой резонансной линией характеризуются в волноводном вентильном устройстве очень высоким (более 125) отношением затуханий волны (в децибелах), соответствующих двум противоположным направлениям распространения [7].

В отношении микроструктуры материала все Ni — Cu ферриты можно разделить на две группы. При замещении медью менее 14%$_{мол}$ никеля ферриты имеют обычную мелкозернистую структуру со средней величиной зерна менее 10 μ. При замещении более 14% средний размер зерен материала доходит до 45—55 μ. Фотографии типичных структур того и другого типа и экспериментальные кривые представлены на рис. 4 и 5.

Аппаратура и методика измерений

А. Ширина резонансной кривой ферритов определялась на частоте 9350 MHz по методике, в принципиальной части воспроизводящей оригинальную методику Кипа и Арнольда [13].

В одном из плеч сбалансированного и согласованного двойного T-моста помещался прямоугольный резонатор типа TE_{016}, к задней стенке которого клеился ферритовый образец сферической формы диаметром 0,5—1 мм. Противоположное плечо моста заканчивалось настраивающим короткозамыкающим поршнем, а к двум другим плечам, через аттенюаторы и резонансные ферритовые вентили, присоединялись клистрон и детектор. Выход с детектора подавался на осциллограф. Частота клистрона модулировалась от звукового генератора. Резонатор с ферритовым образцом располагался между полюсами электромагнита, создающего постоянное намагничивающее поле в направлении, перпендикулярном к вектору напряженности микроволнового магнитного поля. Величина намагничивающего поля менялась от 0 до 4000 Oe при помощи автотрансформатора на входе селенового выпрямителя и контролировалась по постоянному току.

Использование двойного T-моста с короткозамыкающим поршнем в плече, противоположном нагрузочному, является обычным при измерениях больших коэффициентов стоячей волны на входе какого-либо устройства (например резонатора со слабой связью).

Настройкой поршня добиваются, чтобы на всех частотах, заметно отличающихся от собственной частоты резонатора, мощность, попадающая на детектор, была близка к нулю. Периодически изменяя частоту клистрона около значения, соответствующего собственной частоте резонатора, можно наблюдать на экране осциллографа резонансную кривую полости. Амплитуда сигнала на экране осциллографа будет при этом с достаточной степенью точности пропорциональна квадрату нагруженной добротности резонатора:

$$A \sim (1 - |\Gamma|)^2 = \left(\frac{2}{s+1}\right)^2 = \left(\frac{2}{1+Q_e/Q_0}\right)^2 = \left(2\frac{Q_L}{Q_e}\right)^2,$$

где Γ — коэффициент отражения, s — коэффициент стоячей волны на входе настроенного резонатора, Q_0, Q_e и Q_L — собственная, внешняя и нагруженная добротности резонатора соответственно. Значение Q_e берется для резонатора, не подверженного действию намагничивающего поля.

Поскольку образец располагается в пучности магнитного поля резонансной полости, потери микроволновой энергии в нем пропорциональны мнимой части эффективной магнитной проницаемости материала, которая в области ферромагнитного резонатора близка к величине $\mu'' + k''$. Через μ'' и k'' здесь обозначены мнимые части диагональной и недиагональной компонент тензора магнитной проницаемости. Изменение величины $1/Q_L$ в функции внешнего намагничивающего поля, воздейст-

вующего на образец сферической формы, совпадает с резонансной кривой материала. Ширина этой кривой в эрстедах ΔH, измеренная на половине высоты, связана с временем поперечной релаксации в материале T_2 простым соотношением:

$$T_2 = \frac{2}{\gamma \Delta H},$$

где $\gamma = 1{,}8 \cdot 10^7$(Oe сек$^{-1}$) — абсолютная величина гиромагнитного отношения электронного спина.

Учет различия между «внешними» и «внутренними» гиромагнитными параметрами образца сферической формы не сказывается на ширине резонансной кривой материала, как показано в работе [14]. Расхождение между результатами, полученными на сферах различного диаметра в пределах 0,6÷1,0 мм, не превышало 10%. Ферритовые сферы изготовлялись по методу Бонда [15].

Б. Микроструктура ферритов изучалась на шлифах, полированных на быстровращающемся диске, обтянутом шелковым полотном, при помощи водного раствора окиси хрома.

Для выявления границ между зернами использовался метод термического травления шлифов [16]. Образец размером $3 \times 1 \times 1$ мм^3 с подготовленным шлифом вносился в рабочее пространство трубчатой печи типа «Марс», нагретой до температуры 1000—1200°. После 10—15-минутной выдержки в печи образец вытаскивался на воздух и охлаждался до комнатной температуры. Шлифы исследовались и фотографировались на металлографическом вертикальном микроскопе типа МИМ-6.

Авторы благодарят А. А. Пистолькорса за постоянное внимание к их работе.

Цитированная литература

1. Ayres W. P., Vartanian P. H., Melchor J. L., J. Appl. Phys., 27, 188 (1956).
2. Melchor J. L., Ayres W. P., Vartanian P. H., Proc. I. R. E., 45, 643 (1957).
3. Suhl H., Phys. Rev., 106, 384 (1957).
4. Weiss M. T., Phys. Rev., 107, 317 (1957).
5. Фабриков В. А., Риттер Е. Г., см. настоящий номер журнала стр. 380.
6. Hogan C. L., I. R. E. Trans. Antennas and Propagat., 4, 495 (1956).
7. Фабриков В. А., Кудрявцев В. Д., Гущина З. М., Радиотехника и электроника 2, 1299 (1957).
8. Sirvetz M. H., Saunders J. H., Phys. Rev., 102, 366 (1956).
9. Tannenwald P. E., Seavey M. H., Proc. I. R. E., 44, 1343 (1956).
10. Kojima J., Sci. Repts. Res. Inst. Tôhoku Univ. A, 6, 614 (1954).
11. Van Uitert L. G., J. Appl. Phys., 27, 723 (1956).
12. Van Uitert L. G., J. Chem. Phys., 23, 306 (1956).
13. Kip A. F., Arnold R. D., Phys. Rev., 75, 1199 (1949).
14. Spencer E. G., Ault L. A., Le Craw R. C., Proc. I. R. E. 44, 1311 (1956).
15. Bond W. L., Rev. Sci. Instr., 22, 344 (1951).
16. Johnston R. W., Palmer G. G., Ceramic Age, 67, 16 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. СМОЛЬКОВ и Е. И. ФОМЕНКО

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Полдер [1], рассматривая явление ферромагнитного резонанса, теоретически показал, что высокочастотная линейно-поляризованная электромагнитная волна, проходящая через намагниченную ферромагнитную среду, должна разлагаться на две волны: одна с левой (—) круговой поляризацией, другая с правой (+); постоянные распространения этих волн различны. Следовательно, после прохода через намагниченную среду плоскость поляризации результирующей линейно-поляризованной волны будет повернута на некоторый угол φ по отношению к плоскости поляризации первоначальной линейно-поляризованной волны, т. е. будет наблюдаться эффект Фарадея, аналогичный эффекту в оптике.

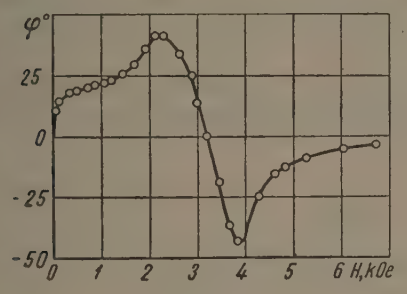


Рис. 1

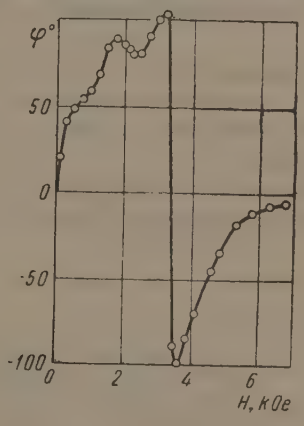


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны φ от внешнего магнитного поля H_0 для магний-марганцевого феррита на частоте 9350 MHz

2. То же, что на рис. 1, но для магний-никель-марганцевого феррита

Робертс [2], а затем Хоган [3] подтвердили экспериментально наличие эффекта Фарадея на с. в. ч. в ферритах.

На рис. 1 дана зависимость угла вращения плоскости поляризации φ от внешнего поля H для цилиндрического образца магний-марганцевого феррита ($M_{0,75}M_{0,25}Fe_2O_4$), снятая при помощи ранее описанной методики [4, 5] на частоте 9350 MHz. Как видно из приведенной кривой, угол φ при возрастании поля сначала увеличивается, затем в области ферромагнитного резонанса уменьшается и в точке резонанса меняет знак. Дальше, после прохода через нуль, он растет по абсолютной величине в области резонанса и, достигнув максимума, резко уменьшается.

Часто бывает, что кривая $\varphi = \varphi(H)$ носит аномальный характер: на ней появляется так называемый объемный резонанс, связанный с ростом

диэлектрических потерь [5]. На рис. 2 дана кривая $\varphi = \varphi(H)$ для магний-никель-марганцевого феррита, на которой показано, как влияет на ход кривой объемный резонанс, предшествующий в данном случае ферромагнитному резонансу. Естественно, что, как в области ферромагнитного, так и в области объемного резонанса происходит поглощение энергии проходящей волны, т. е. на выходе после образца наблюдается зату-

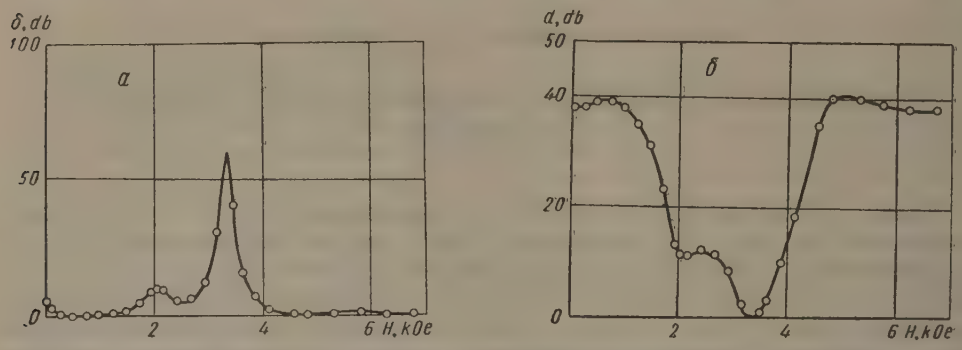


Рис. 3. Зависимость от внешнего поля H: $а$ — затухания δ и $б$ — эллиптичности d для магний-никель-марганцевого феррита на частоте 9350 MHz

хание волны. На рис. 3,$а$ показано затухание δ, вносимое указанным ферритом в волноводе, и на рис. 3,$б$ — эллиптичность d прошедшей волны.

Как видно из рисунка в области обоих резонансов, кривая $d = d(H)$ имеет минимумы.

При рассмотрении кривой $\varphi = \varphi(H)$ видно, что в начальной своей стадии, т. е. вдали от области ферромагнитного резонанса, кривая φ повто-

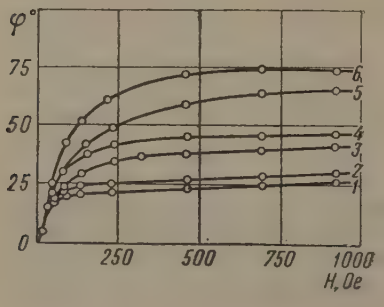


Рис. 4

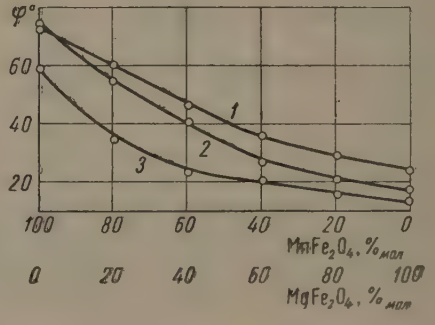


Рис. 5

4. То же, что на рис. 1, но для различных твердых растворов:
1 — $MgFe_2O_4$, *2* — $Mg_{0,8}Mn_{0,2}Fe_2O_4$, *3* — $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$, *4* — $Mg_{0,4}Mn_{0,6}Fe_2O_4$, *5* — $Mg_{0,2}Mn_{0,8}Fe_2O_4$, *6* — $MnFe_2O_4$

5. Зависимость угла поворота плоскости поляризации φ от состава ферритов при $H_0 = 460$ Oe: *1* — $t = 23°C$, *2* — $t = 160°$, *3* — $t = 300°$

ряет по форме кривую зависимости намагниченности M от поля H. Можно предположить, что $\varphi = \varphi(M)$. Действительно теория [3] дает для начальной стадии процесса следующую зависимость:

$$\varphi = \frac{l}{2c}\left(\frac{|\varepsilon| + \varepsilon'}{2}\right)^{1/2}[4\pi M\gamma]. \qquad (1)$$

где l — длина образца, c — скорость света в вакууме, $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, M — намагниченность в направлении распространения волны, γ — гиромагнитное отношение.

Так как для ферритов разных типов ε мало отличаются друг от друга [7], то различие в зависимостях $\varphi = \varphi(H)$ на начальном участке кривой будет определяться разным ходом зависимости $M(H)$, которая для разных ферритов различна [8]. Так, например, для магниевого и марганцевого ферритов намагниченности насыщения M_s соответственно равны 145 и 360 Gs, в то время как ε' равны для волны $\lambda = 6{,}6$ см соответственно 8,53 и 9,30. Что же касается значений ε'', которые могут повлиять на ψ, то они не велики: 0,132 и 0,475 соответственно, и ими можно пренебречь. Следовательно, угол φ должен расти для твердых растворов $MgFe_2O_4$ — $MnFe_2O_4$ с увеличением концентрации марганцевого феррита. Этот факт подтверждается экспериментально. На рис. 4 даны кривые $\varphi = \varphi(H)$ для твердых растворов $MgFe_2O_4$—$MnFe_2O_4$. Образцы— цилиндры длиной 60 мм и диаметром 5,5 мм.

Как известно, с повышением температуры намагниченность падает; следовательно, и угол φ должен уменьшаться. На рис. 5 показаны кривые— изотермические зависимости φ от состава растворов $MgFe_2O_4$ — $MnFe_2O_4$, при фиксированном поле $H = 460$ Oe, подтверждающие это предположение. Правда, для состава $MnFe_2O_4$ получилось небольшое отклонение, которое, по-видимому, объясняется или увеличением ε, или изменением константы анизотропии K, определяющей внутреннее поле в феррите [9].

Цитированная литература

1. Polder D., Phil. Mag., 40, 99 (1949).
2. Roberts F. F., J. Phys. et. radium, 12, 305 (1951).
3. Hogan C. L., Bell System. Techn. J., 31, 1 (1952).
4. Смольков Н. А., Изв. АН СССР. Сер. физ. 18, 378 (1954).
5. Смольков Н. А., Моргунов Н. Н., Стеблин В. Е., Вестн. Моск. ун-та, 2, 89 (1956).
6. Brockman F. G., Dowling P. И., Steneck W. G., Phys. Rev., 77, 85 (1950).
7. Okamura T., Fujimura T., Date M., Phys. Rev., 85, 1041 (1952); 88, 1435 (1952).
8. Сноек Я., Исследования в области ферромагнитных материалов.—ИЛ, 1949.
9. Duncan B. J., Swern L., Proc. I. R. E., 43, 623 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. А. ФАБРИКОВ и Е. Г. РИТТЕР

НЕЛИНЕЙНЫЕ ГИРОМАГНИТЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ НА НИЗКИХ УРОВНЯХ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МОЩНОСТИ

Введение

Электродинамические свойства намагниченной ферритовой среды на сверхвысоких частотах описываются уравнением движения гиромагнитного момента в магнитном поле, подробно рассмотренным впервые в работе Ландау и Лифшица [1]. Данное Полдером [2] в линейном приближении по малым переменным величинам решение этого уравнения легло в основу тензорного выражения магнитных характеристик ферритовой среды в микроволновой области частот. Линейные гиромагнитные свойства ферритов, определяемые тензором Полдера, широко используются в технике сантиметровых волн. Теория соответствующих волноводных устройств с ферритами в настоящее время разработана достаточно полно.

Первые исследования нелинейных гиромагнитных свойств ферритов связаны с экспериментами по определению времени продольной спин-решеточной релаксации ферритов [3, 4]. В этих экспериментах измерялось изменение постоянной намагниченности материала в направлении приложенного намагничивающего поля при воздействии на образец импульсов микроволновых колебаний большой мощности.

В работах Сакиотиса, Чейта, Кейлса [5] и Клавина [6] изучался нелинейный характер зависимости потерь энергии волны от мощности микроволновых колебаний в круглом и прямоугольном волноводе с намагниченным ферритовым включением. Эрс, Вартаньян и Мелкор экспериментально подтвердили возможность удвоения частоты электромагнитных колебаний при помощи ферритов [7] и разработали макет соответствующего устройства [8]. В работе [7] была высказана мысль о смешении в намагниченном ферритовом образце электромагнитных колебаний разных частот, принципиальная возможность чего вытекает из наличия в уравнении движения намагниченности членов, нелинейных относительно переменных величин. В работе [9] рассмотрен эффект усиления модулированной гиромагнитной средой мощности слабого микроволнового сигнала.

Ниже рассматривается задача о смешении в гиромагнитной среде колебаний с различными частотами и приводятся некоторые результаты экспериментального исследования нелинейных свойств ферритов на низких уровнях сверхвысокочастотной мощности.

Амплитуды магнитных колебаний, возбуждаемых в гиромагнитной среде произвольно поляризованным сверхвысокочастотным полем двух частот

Уравнение движения гиромагнитного момента в постоянном магнитном поле $H_0\mathbf{k}$ и переменном поле произвольной поляризации

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_{10}e^{i\omega_1 t} + \mathbf{h}_{20}e^{i\omega_2 t}$$

решено в настоящей работе во втором приближении по малым переменным величинам (см. приложение).

Полагая $\mathbf{M} = M_0\mathbf{k} + \mathbf{m}$, где M_0 — составляющая магнитного момента в направлении постоянного поля H_0 в отсутствие возбуждающего переменного поля, решение можно представить (в системе единиц MKS) в виде:

$$m_{x,y} = \sum_{k=0}^{6}\left\{m_{x,y}^{(k)}e^{i\omega_k t} \pm \frac{im_{y,x}^{(k)}}{2}\left(e^{r_1 t} - e^{r_2 t}\right) - \frac{m_{x,y}^{(k)}}{2}\left(e^{r_1 t} + e^{r_2 t}\right)\right\}, \tag{1а}$$

$$m_z = -\sum_{k=0}^{6}\frac{F_z^{(k)}}{i\omega_k + \frac{1}{T_1}}\left(e^{i\omega_k t} - e^{\frac{t}{T_1}}\right), \tag{1б}$$

где

$$m_{x,y}^{(k)} = \pm a^{(k)}F_{y,x}^{(k)} - ib^{(k)}F_{y,x}^{(k)}, \tag{2а}$$

$$a^{(k)} = \frac{\omega_н}{\omega_{рез}^2 - \omega_k^2 + 2i\frac{\omega_k}{T_2}}, \qquad b^{(k)} = \frac{\omega_k - i/T_2}{\omega_{рез}^2 - \omega_k^2 + 2i\frac{\omega_k}{T_2}}, \tag{2б}$$

$$(k = 0,1,2,3,4,5,6)$$

$$r_{1,2} = -\frac{1}{T_2} \mp i\omega_н. \tag{2в}$$

Коэффициенты $F^{(k)}$ определяются выражениями:

$$\left.\begin{aligned}
\mathbf{F}^{(0)} &= \tfrac{\mu_0|\gamma|}{2}\{[\mathbf{m}_1^*\mathbf{h}_{10}] + [\mathbf{m}_2\mathbf{h}_{20}^*]\},\\
\mathbf{F}^{(\nu)} &= \omega_м[\mathbf{k}\mathbf{h}_{\nu 0}],\\
\mathbf{F}^{(3)} &= \tfrac{\mu_0|\gamma|}{2}\{[\mathbf{m}_2\mathbf{h}_{10}] + [\mathbf{m}_1\mathbf{h}_{20}]\},\\
\mathbf{F}^{(4)} &= \tfrac{\mu_0|\gamma|}{2}\{[\mathbf{m}_2^*\mathbf{h}_{10}] + [\mathbf{m}_1\mathbf{h}_{20}^*]\},\\
\mathbf{F}^{(\nu+4)} &= \tfrac{\mu_0|\gamma|}{2}[\mathbf{m}_\nu\mathbf{h}_{\nu 0}]\\
&(\nu = 1,2).
\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Величины

$$(m_\nu)_{x,y} = \omega_м[a^{(\nu)}(h_{\nu 0})_{x,y} \pm ib^{(\nu)}(h_{\nu 0})_{y,x}],$$
$$(m_\nu)_z = 0 \qquad (\nu = 1,2)$$

представляют линейное приближение к решению задачи о колебаниях гиромагнитной среды в переменных магнитных полях h_1 и h_2.

Решение дано в символической комплексной форме. Символ A^* означает величину, комплексно сопряженную A. Для удобства записи приняты обозначения: $\omega_м = \mu_0|\gamma|M_0$; $\omega_н = \mu_0|\gamma|H_0$; $\omega_{рез}^2 = \omega_н^2 + \frac{1}{T_2^2}$; $\omega_0 = 0$; $\omega_{3,4} = \omega_1 \pm \omega_2$; $\omega_{5,6} = 2\omega_{1,2}$; $\mathbf{k}$ — орт по оси z; T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксации, определяющие величину диссипативного члена в уравнении движения намагниченности; $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7} Нм^{-1}$ — магнитная проницаемость вакуума, $|\gamma|$ — модуль гиромагнитного отношения, равный для электронного спина $1{,}78\cdot 10^{11}$ С $кг^{-1}$. Каждое из выражений (1) содержит семь гармоник установившихся колебаний гиромагнитной среды, возбуждаемых переменным внешним полем двух частот ω_1 и ω_2, и экспоненциальные члены, описывающие переходные процессы, затухающие с постоянными времени T_1 и T_2. Свободные колебания поперечных составляющих намагниченности характеризуются собственными частотами $\pm\omega_н$.

Наличие в (1) гармоник колебаний суммарной, разностной и кратной частот означает, что гиромагнитная среда, вообще говоря, нелинейна и может быть использована для смешения мощностей двух сигналов. Гармоники высших порядков отсутствуют в (1) потому, что при решении задачи в первом приближении было пренебрежено различием между величинами M_z и M_0.

Экспериментальное наблюдение сигнала разностной частоты, выделенного на феррите

Возможность выделения на ферритовом образце огибающей смешанного сигнала двух близких частот исследовалась экспериментально на установке, схема которой представлена на рис. 1.

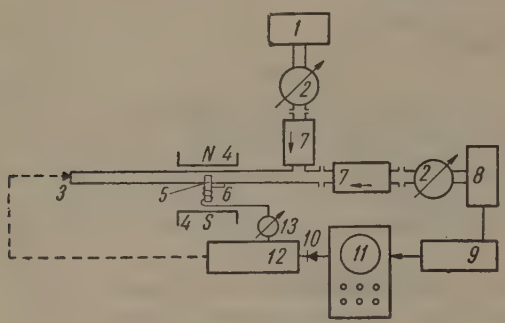


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для определения времени продольной релаксации в ферритах: *1* — клистрон, *2* — калиброванный аттенюатор, *3* — кристаллический детектор, *4* — магнит, *5* — ферритовый образец, *6* — катушка, *7* — резонансный вентиль, *8* — клистрон, *9* — модулятор, *10* — ламповый детектор, *11* — осциллограф, *12* — резонансный усилитель 30 MHz, *13* — калиброванный видеоаттенюатор

Измерения проводились при длине волны 3 см на поликристаллическом образце Ni — Zn феррита с намагниченностью насыщения $M_0 = 256\,000$ А м$^{-1}$. Полуширина резонансной кривой материала составляла величину порядка 24 000 А м$^{-1}$, что соответствует времени поперечной релаксации $T_2 = 1{,}9 \cdot 10^{-10}$ сек. Ферритовый стержень диаметром 3,8 мм и длиной 16 мм крепился в отверстии, прорезанном в центре широкой стенки волновода, выступая над ним на 8 мм.

С наружной стороны волновода на образец надевалась катушка настроенного на частоту 30 MHz резонансного контура диаметром 10 мм, с числом витков 14 и добротностью 20. Выход катушки соединялся через видеоаттенюатор, резонансный усилитель и ламповый детектор с осциллографом. Уровень шумов усилителя допускал наблюдение сигналов напряжения величиной 4 μV.

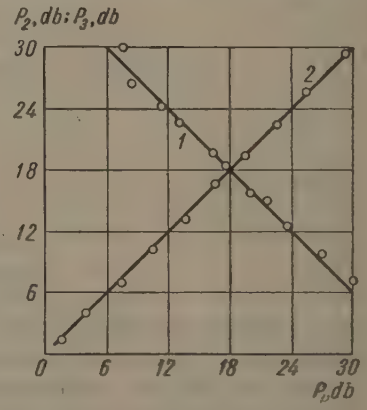


Рис. 2. Экспериментальные зависимости мощности сигнала разностной частоты P_3 от мощностей клистронов P_1 и P_2: $1 - P_2 = f_1(P_1)$; $P_3 = \text{const}$; $2 - P_3 = f_2(P_1)$; $P_2 = \text{const}$

Отрезок волновода с образцом помещался между полюсами электромагнита, позволяющего создавать по оси катушки постоянное магнитное поле напряженностью от 0 до 280 000 А м$^{-1}$. Колебания в волноводе возбуждались двумя клистронами. Для устранения взаимного влияния клистронов в тракт были введены резонансные ферритовые вентили. Мощности P_1 и P_2, поступающие от клистронов к образцу, регулировались аттенюаторами. Колебания одного из клистронов модулировались. Для контроля схемы в конце линии включался кристаллический детектор.

При намагничивании ферритового стержня в условиях расстройки частот двух клистронов на 30 MHz на экране осциллографа возникала

огибающая модулированных колебаний. Оптимальное значение намагничивающего поля, близкое к резонансному ($H_0 \sim 240\,000$ А м$^{-1}$), подбиралось экспериментально. Сигнал на экране осциллографа можно было видеть при различных (в пределах 30 db), допустимых условиями эксперимента соотношениях мощностей P_1 и P_2, удовлетворяющих неравенству:

$$(P_1P_2)_{\text{эксп}} \geqslant 5 \cdot 10^{-8}\,\text{W}^2, \qquad (4)$$

причем величина сигнала была пропорциональна произведению мощностей двух источников P_1 и P_2 (рис. 2).

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

Неравенство (4), разумеется, не отражает каких-либо внутренних ограничений, присущих материалу. Величина $5 \cdot 10^{-8}$ W^2 определяет просто предел чувствительности использованной измерительной схемы. Соотношение (4) можно вывести теоретически, используя выражение для составляющей колебаний намагниченности разностной частоты по оси z (уравнения (1б) и (3)). Эта переменная намагниченность $m_z^{(4)}$ создает в приемной катушке напряжение

$$U = \mu_0 (\omega_1 - \omega_2)\, m_z^{(4)}\, S_\Phi n Q, \qquad (5)$$

где S_Φ — площадь поперечного сечения ферритового образца, n — число витков и Q — добротность катушки. Подставляя в (5) указанные выше числовые значения величин, соответствующие условиям эксперимента, и полагая $T_1 = T_2 = 1{,}9 \cdot 10^{-10}$ сек, находим, что при резонансном значении намагничивающего поля $H_0 = \omega/\mu_0 |\gamma|$,
когда

$$m_z^{(4)} \approx \frac{\omega_M \mu_0 |\gamma| T_2 h_1 h_2}{2\sqrt{(\omega_1 - \omega_2)^2 + \dfrac{1}{T_1^2}}},$$

в катушке наводится напряжение

$$U = A h_{10} h_{20},$$

$$A \approx 0{,}27\ \frac{M^2}{a^2}\,\text{mV} \qquad (6)$$

или

$$U = B\sqrt{P_1 P_2}$$

$$B \approx 18{,}6\ \text{mV W}^{-1} \qquad (7)$$

(принимая $P \approx \mu_0 \frac{h^2}{4} v S_в$, где $v \approx 2 \cdot 10^8$ м сек$^{-1}$ — скорость распространения энергии и $S_в = 2{,}3$ см^2 — площадь поперечного сечения волновода). Чувствительность усилителя 4 μV позволяет фиксировать сигнал на экране осциллографа при условии

$$(P_1 \cdot P_2)_{\text{теор}} \geqslant 7 \cdot 10^{-8}\ \text{W}^2. \qquad (8)$$

Расхождение между (4) и (8) находится в пределах погрешностей при оценке величин, входящих в формулу (5).

Выводы

1. Нелинейные гиромагнитные свойства ферритов на низких уровнях мощности с достаточной степенью точности описываются уравнением движения намагниченности.

2. Представляет интерес проверка возможности использования нелинейных гиромагнитных эффектов на низких уровнях микроволновой

мощности для экспериментального определения времени продольной (спин-решеточной) релаксации ферритов.

Авторы благодарят А. Л. Микаэляна за участие в обсуждении полученных результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

А. Уравнение движения магнитного момента

$$\mathbf{M} = M_0\mathbf{k} + \mathbf{m} \tag{1}$$

в магнитном поле

$$\mathbf{H} = H_0\mathbf{k} + \mathbf{h} = H_0\mathbf{k} + \mathbf{h}_{10}e^{i\omega_1 t} + \mathbf{h}_{20}e^{i\omega_2 t} \tag{2}$$

имеет вид (в системе единиц MKS):

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \mu_0 |\gamma| \{\mathbf{k}[M_0(\mathbf{h}_1 + \mathbf{h}_2) - H_0\mathbf{m})] + [\mathbf{m}(\mathbf{h}_1 + \mathbf{h}_2)]\} - \mathbf{R}, \tag{3}$$

где

$$\mathbf{R} = \mathbf{i}\frac{m_x}{T_2} + \mathbf{j}\frac{m_y}{T_2} + \mathbf{k}\frac{m_z}{T_1} \tag{4}$$

—диссипативный член, записанный в форме, впервые предложенной Блохом [10], $\gamma = g\frac{e}{2m} = -g0{,}89\cdot 10^{11}$ С кг$^{-1}$ — эффективное гиромагнитное отношение для магнитных ионов кристаллической решетки, e и m — заряд и масса электрона, g — фактор Ланде, равный 2 для электронного спинового момента. Обозначения остальных величин приведены выше.

Б. Применяя символический комплексный метод, второе слагаемое в правой части уравнения (3) следует записать в виде:

$$\frac{1}{2}[\mathbf{m}(\mathbf{h}_2 + \mathbf{h}_2^* + \mathbf{h}_1)] + \frac{1}{2}[\mathbf{m}^*\mathbf{h}_1] \tag{5}$$

с учетом того, что $\mathrm{Re}A = \frac{1}{2}(A + A^*)$. Символ A^* означает величину, комплексно сопряженную с A.

Решая уравнение (3) во втором приближении по малым переменным величинам m и h, можно подставить в (5) вместо m_i выражения вида:

$$m_i = \chi_{ik}^{(1)}h_{1k} + \chi_{ik}^{(2)}h_{2k}, \quad (i, k = x, y, z) \tag{6}$$

где $\chi_{ik}^{(\nu)}$ — значения компонент тензоров магнитной проницаемости среды относительно волны с частотой ω_ν, найденные из решения задачи в первом приближении. Имеем [2 — 4]:

$$\left.\begin{aligned}
&\chi_{11}^{(\nu)} = \chi_{22}^{(\nu)} = \chi_\nu = \frac{\omega_н\omega_м}{\omega_{рез}^2 - \omega_\nu^2 + i2\frac{\omega_\nu}{T_2}},\\
&\chi_{12}^{(\nu)} = -\chi_{21}^{(\nu)} = -i\varkappa_\nu = \frac{\omega_м\left(i\omega_\nu + \frac{1}{T_2}\right)}{\omega_{рез}^2 - \omega_\nu^2 + i2\frac{\omega_\nu}{T_2}},\\
&\chi_{i3}^{(\nu)} = \chi_{3i}^{(\nu)} = 0\\
&(\nu = 1, 2;\ i = 1, 2, 3),
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где

$$\left.\begin{aligned}
\omega_н &= \mu_0|\gamma|H_0,\\
\omega_м &= \mu_0|\gamma|M_0\\
\omega_{рез}^2 &= \omega_н^2 + \frac{2}{T_2^2}
\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Подставляя (6) в (5), а затем (5) в (3) и собирая в одну группу коэффициенты с одинаковой временной зависимостью (т. е. с одинаковыми экспоненциальными

функциями), уравнение (3) приведем к виду:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \omega_{\text{н}}\,[\mathbf{km}] - \sum_{k=0}^{6} \mathbf{F}^{(k)} e^{i\omega_k t} - \mathbf{R}. \tag{9}$$

Здесь введены следующие однотипные обозначения для комбинационных частот:

$$\left.\begin{aligned} &\omega_0 = 0, && \omega_3 = \omega_1 + \omega_2,\\ &\omega_1 = \omega_1 && \omega_4 = \omega_1 - \omega_2,\\ &\omega_2 = \omega_2 && \omega_5 = 2\omega_1,\\ & && \omega_6 = 2\omega_2, \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

и соответствующих им эффективных амплитуд возбуждающего поля:

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{\mu_0|\gamma|}\mathbf{F}^{(0)} = \mathbf{i}\,(&\chi_1^* h_{10y}^* h_{10z} - ik_1^* h_{10x}^* h_{10z} + \chi_2 h_{20y} h_{20z}^* + ik_2 h_{20x} h_{20z}^*) -\\ -\mathbf{j}\,(&\chi_1^* h_{10x}^* h_{10z} + ik_1^* h_{10y}^* h_{10z} + \chi_2 h_{20x} h_{20z}^* - ik_2 h_{20y} h_{20z}^*) +\\ +\mathbf{k}\,(&\chi_1^* h_{10x}^* h_{10y} + ik_1^* h_{10y}^* h_{10y} - \chi_1^* h_{10x}^* h_{10x} + ik_1^* h_{10x}^* h_{10x} +\\ &+\chi_2 h_{20x} h_{20y}^* - ik_2 h_{20y} h_{20y}^* + \chi_2 h_{20y} h_{20x}^* + ik_2 h_{20x} h_{20x}^*); \end{aligned}\right\} \tag{11а}$$

$$\mathbf{F}^{(1)} = -\omega_M\,(i h_{10y} - \mathbf{j} h_{10x}); \tag{11б}$$

$$\mathbf{F}^{(2)} = -\omega_M\,(i h_{20y} - \mathbf{j} h_{20x}); \tag{11в}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{\mu_0|\gamma|}\mathbf{F}^{(3)} = \mathbf{i}\,(&ik_2 h_{20x} h_{10z} + \chi_2 h_{20y} h_{10z} + ik_1 h_{10x} h_{20z} +\\ &+\chi_1 h_{10y} h_{20z}) - \mathbf{j}\,(\chi_2 h_{20x} h_{10z} - ik_2 h_{20y} h_{10z} + \chi_1 h_{10x} h_{20z} -\\ &-ik_1 h_{10y} h_{20z}) + \mathbf{k}\,(\chi_2 h_{20x} h_{10y} - ik_2 h_{20y} h_{10y} - ik_2 h_{20x} h_{10x} -\\ &-\chi_2 h_{20y} h_{10x} + \chi_1 h_{10x} h_{20y} - ik_1 h_{10y} h_{20y} - ik_1 h_{10x} h_{20x} - \chi_1 h_{10y} h_{20x}); \end{aligned}\right\} \tag{11г}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{\mu_0|\gamma|}\mathbf{F}^{(4)} = \mathbf{i}\,(&\chi_2^* h_{20y}^* h_{10z} - ik_2^* h_{20x}^* h_{10z} + ik_1 h_{10x} h_{20z}^* +\\ &+\chi_1 h_{10y} h_{20z}^*) - \mathbf{j}\,(\chi_2^* h_{20x}^* h_{10z} + ik_2^* h_{20y}^* h_{10z} + \chi_1 h_{10x} h_{20z}^* -\\ &-ik_1 h_{10y} h_{20z}^*) + \mathbf{k}\,(\chi_2^* h_{20x}^* h_{10y} + ik_2^* h_{20y}^* h_{10y} - \chi_2^* h_{20y}^* h_{10x} +\\ &+ik_2^* h_{10x}^* h_{10x} + \chi_1 h_{10x} h_{20y}^* - ik_1 h_{10y} h_{20y}^* - ik_1 h_{10x} h_{20x}^* + \chi_1 h_{10y} h_{20x}^*); \end{aligned}\right\} \tag{11д}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{\mu_0|\gamma|}\mathbf{F}^{(5)} = \mathbf{i}\,(&ik_1 h_{10x} h_{10z} + \chi_1 h_{10y} h_{10z}) + \mathbf{j}\,(ik_1 h_{10y} h_{10z} -\\ &-\chi_1 h_{10x} h_{10z}) - \mathbf{k} ik_1\,(h_{10x}^2 + h_{10y}^2); \end{aligned}\right\} \tag{11е}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{\mu_0|\gamma|}\mathbf{F}^{(6)} = \mathbf{i}\,(&ik_2 h_{20x} h_{20z} + \chi_2 h_{20y} h_{20z}) + \mathbf{j}\,(ik_2 h_{20y} h_{20z} -\\ &-\chi_2 h_{20x} h_{20z}) - \mathbf{k} ik_1 (h_{20x}^2 + h_{2y}^2). \end{aligned}\right\} \tag{11ж}$$

В. Векторное уравнение (9) можно представить в скалярной форме двумя совместными уравнениями:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -\frac{m_x}{T_2} - \omega_H m_y - \sum_{k=0}^{6} F_x^{(k)} e^{i\omega_k t},\\ \frac{dm_y}{dt} &= -\frac{m_y}{T_1} + \omega_H m_x - \sum_{k=0}^{6} F_y^{(k)} e^{i\omega_k t} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

и уравнением

$$\frac{dm_z}{dt} = -\frac{m_z}{T_1} - \sum_{k=0}^{6} F_z^{(k)} e^{i\omega_k t}. \tag{13}$$

Общее решение уравнения типа

$$\frac{dy}{dt} + Py = Q(t)$$

имеет вид

$$y = e^{-Pt}\left\{\int_0^t Q(t)\,e^{Pt} + y_0\right\},$$

где

$$y_0 = y\,/_{t=0}$$

Воспользовавшись этим решением, легко находим

$$m_z = -\sum_{k=0}^{6} \frac{F_z^{(k)}}{i\omega_k + \frac{1}{T_1}}\left(e^{i\omega_k t} - e^{-\frac{t}{T_1}}\right), \tag{14}$$

Уравнения (12) легко решаются методом наложения. Частное решение ищем в виде

$$m_{x,\,y} = \sum_{k=0}^{6} m_{x,\,y}^{(k)} e^{i\omega_k t}. \tag{15}$$

Подставляя (15) в (12) и разделяя члены с одинаковыми экспоненциальными сомножителями, находим

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{1}{T_2} + i\omega_k\right) m_x^{(k)} &= -\omega_{\text{н}}\, m_y^{(k)} - F_x^{(k)},\\ \left(\frac{1}{T_2} + i\omega_k\right) m_y^{(k)} &= \omega_{\text{н}}\, m_x^{(k)} - F_y^{(k)},\\ (k = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ 4,\ 5,\ 6)&\end{aligned}\right\} \tag{16}$$

откуда

$$\left.\begin{aligned} m_x^{(k)} &= \frac{\omega_{\text{н}} F_y^{(k)}}{\omega_{\text{рез}}^2 - \omega_k^2 + 2i\frac{\omega_k}{T_2}} - i\,\frac{\left(\omega_k - \frac{i}{T_2}\right) F_x^{(k)}}{\omega_{\text{рез}}^2 - \omega_k^2 + 2i\frac{\omega_k}{T_2}}\\ m_y^{(k)} &= -\frac{\omega_{\text{н}} F_x^{(k)}}{\omega_{\text{рез}}^2 - \omega_k^2 + 2i\frac{\omega_k}{T_2}} - i\,\frac{\left(\omega_k - \frac{i}{T_2}\right) F_y^{(k)}}{\omega_{\text{рез}}^2 - \omega_k^2 + 2i\frac{\omega_k}{T_2}}\end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Общее решение соответствующей системы однородных уравнений имеет вид

$$\left.\begin{aligned} m_x &= A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t},\\ m_y &= iA_1 e^{r_1 t} - iA_2 e^{r_2 t},\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

где

$$r_{1,\,2} = -\frac{1}{T_2} \mp i\omega_{\text{н}}. \tag{19}$$

Определив произвольные постоянные A_1 и A_2 из условия $m_x = m_y = 0$ при $t = 0$, общее решение уравнений (12) получим в виде:

$$\left.\begin{aligned} m_x &= \sum_{k=0}^{6}\left\{m_x^{(k)} e^{i\omega_k t} + \frac{im_y^{(k)} - m_x^{(k)}}{2}\, e^{r_1 t} - \frac{m_x^{(k)} + im_y^{(k)}}{2}\, e^{r_2 t}\right\},\\ m_y &= \sum_{k=0}^{6}\left\{m_y^{(k)} e^{i\omega_k t} - \frac{m_y^{(k)} + im_x^{(k)}}{2}\, e^{r_1 t} + \frac{im_x^{(k)} - m_y^{(k)}}{2}\, e^{r_2 t}\right\}.\end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Каждое из слагаемых, входящих в правые части выражений (14) и (20), может, конечно, рассматриваться самостоятельно как одна из гармоник установившихся колебаний или свободная составляющая, затухающая в переходном процессе.

Цитированная литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Phys. Z. Sowjetunion, **8**, 153 (1935).
2. Polder D., Phys. Rev., **73**, 1120 (1948); Phil. Mag., **40**, 99 (1949).
3. Damon R. W., Rev. Mod. Phys., **25**, 239 (1953).
4. Bloembergen N., Wang S., Phys. Rev., **93**, 72 (1954).
5. Sakiotis N., Chait H., Kales M. L., I. R. E. Trans. Antennas and Propagst., **4**, 111 (1956).
6. Clavin A., Proc. I. R. E., **44**, 259 (1956).
7. Ayres W. P., Vartanian P. H., Melchor J. L., J. Appl. Phys., **27**, 188 (1956).
8. Melchor J. L., Ayres W. P., Vartanian P. H., Proc. I. R. E., **45**, 643 (1957).
9. Фабриков В. А., Радиотехника и электроника, **3**, 190 (1958).
10. Bloch F., Phys. Rev., **70**, 460 (1946).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. И. РАБКИН и З. И. НОВИКОВА

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНЕТОДИЭЛЕКТРИКОВ И ФЕРРИТОВ

Введение

Катушки индуктивности с магнитным сердечником конструируются таким образом, чтобы при прохождении тока через обмотку большая часть магнитного потока проходила через сердечник, а электрическое поле, в котором находится сердечник, было минимальным. Для того, чтобы учесть влияние электрических свойств магнитного сердечника, изготовленного из полупроводящего ферромагнетика — феррита или магнетодиэлектрика, на добротность катушки, необходимо знать электрические свойства материала сердечника. С этой целью было проведено исследование электрических свойств указанных материалов.

Электрические свойства ферритов

Были исследованы электрические свойства ряда смешанных никельцинковых ферритов с различной начальной магнитной проницаемостью. В табл. 1 приведены обозначения исследованных ферритов, их состав и

Таблица 1

Состав, условия обжига и магнитные свойства исследованных ферритов

Обозначение материала	Состав, %мол			Температура обжига*, °С	$\mu_н$	Температура Кюри $T_К$, °С
	NiO	ZnO	Fe_2O_3			
НЦ-I	15	35	50	1270±10	1300—1500	80
НЦ-II	19	32	49	1160±10	380—400	110
НЦ-III	16,1	37,4	46,5	1280±10	130—150	170
НЦ-IV	18	42	40	1300±10	68—73	—

* Время выдержки при температуре обжига 4 часа.

условия обжига. Образцы были изготовлены в виде колец с наружным диаметром 3,1÷3,2 см, толщиной 0,26 см и высотой 2,0÷2,2 см и могли быть использованы для определения как электрических, так и магнитных характеристик. Измерения $\operatorname{tg}\delta$ и ε проводились на равноплечных мостах полных сопротивлений с параллельной эквивалентной схемой. Серебряные электроды наносились обычным методом керамического вжигания при 700÷800° или методом химического серебрения.

У всех исследованных образцов ферритов было обнаружено наличие релаксационной области тангенса угла потерь и диэлектрической проницаемости. На рис. 1 в частотном диапазоне от $2\cdot10^2$ до $2\cdot10^7$ Hz представлена зависимость $\operatorname{tg}\delta$ от частоты при комнатной температуре для

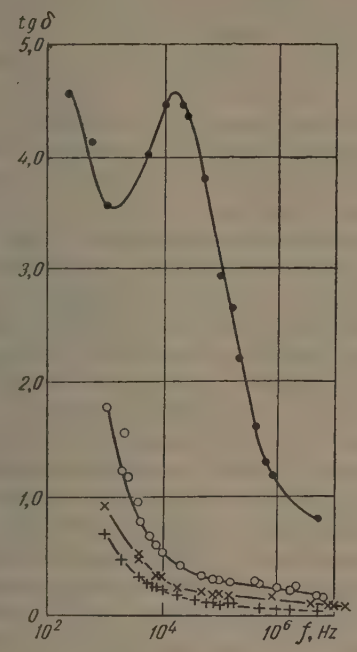


Рис. 1

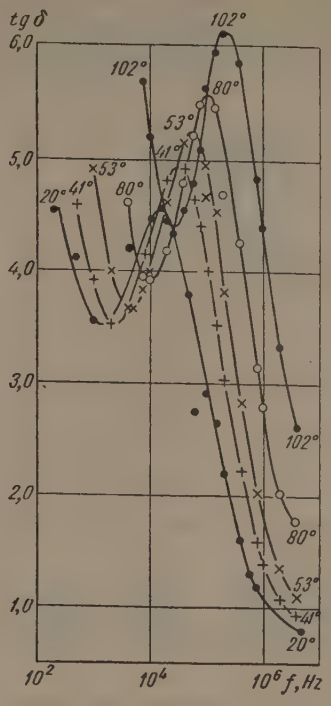


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость tg δ от частоты f при температуре $t=20°C$ у образцов ферритов: ● — НЦ-I, ○ — НЦ-II, × — НЦ-III, + — НЦ-IV

Рис. 2. Зависимость tg δ от частоты f у образца НЦ-I при различных температурах

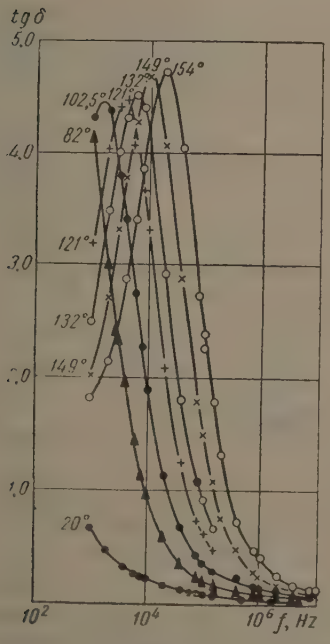


Рис. 3

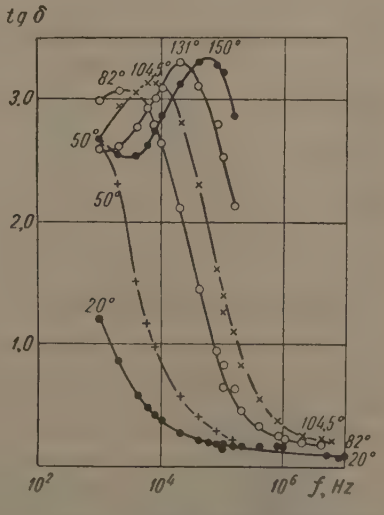


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость tg δ от частоты f у образца НЦ-II при различных температурах

Рис. 4. Зависимость tg δ от частоты f у образца НЦ-III, при различных температурах

исследованных образцов ферритов НЦ-I, II, III и IV (табл. 1). При комнатной температуре только у образца с начальной магнитной проницаемостью 1500 Gs Oe^{-1} наблюдается максимум в частотной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь, который с увеличением температуры сдвигается в область более высоких частот и возрастает по величине (рис. 2). Изучение образцов ферритов при повышенных температурах показало наличие максимума тангенса угла потерь также и у остальных исследованных ферритов (рис. 3, 4 и 5). Диэлектрическая проницаемость изученных образцов поликристаллических ферритов начинает резко расти с температурой в той области, где tg δ имеет максимум (рис. 6, *а* и *б*). При высоких частотах диэлектрическая проницаемость мало зависит от температуры (рис. 7 и 8), а при низких температурах мало меняется с частотой в исследованных температурном и частотном диапазонах. Диэлектрическая проницаемость ферритов изменяется в широком диапазоне значений. С повышением частоты диэлектрическая проницаемость монотонно убывает вначале очень быстро, а затем, начиная с частот порядка 10^5 Hz, уже гораздо медленнее, асимптотически приближаясь к постоянному значению.

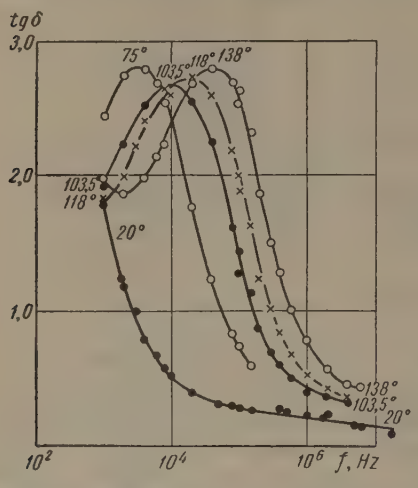


Рис. 5. Зависимость tg δ от частоты *f* у образца НЦ-IV при различных температурах

На рис. 9 (*а* и *б*) сравниваются частотные зависимости тангенса угла потерь и диэлектрической проницаемости никель-цинкового и марганец-цинкового ферритов с практически одинаковыми значениями магнитной проницаемости ($\mu \approx 2000$). Частотные характеристики тангенса угла потерь обоих ферритов совершенно различны: у марганец-цинкового феррита tg δ падает с частотой в диапазоне частот $10^3 \div 10^5$ Hz, а tg δ никель-цинкового феррита в этом же частотном диапазоне возрастает с частотой. Диэлектрические проницаемости обоих ферритов сильно меняются с ча-

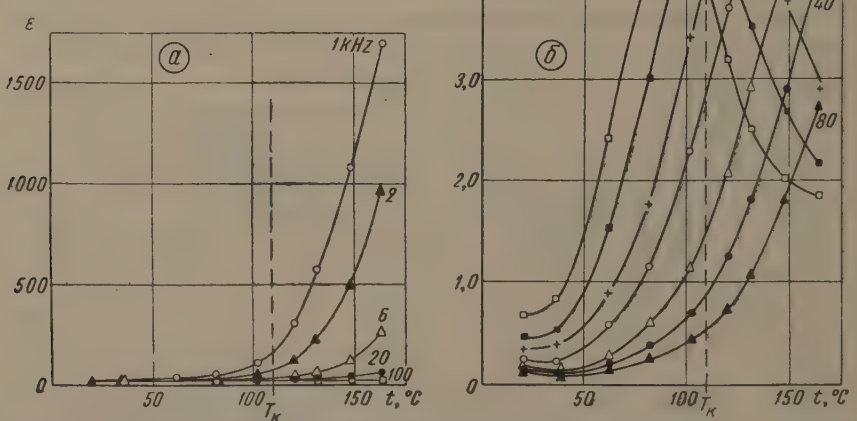


Рис. 6. *а* — зависимость диэлектрической проницаемости ε от температуры у образца НЦ-II при различных частотах; *б* — зависимость tg δ от температуры у образца НЦ-II при различных частотах

стотой. У марганец-цинкового феррита при низких частотах ε исключительно велика и только при высоких частотах заметно падает. У никель-цинкового феррита ε начинает спадать при значительно более низких частотах по сравнению с марганец-цинковыми ферритами.

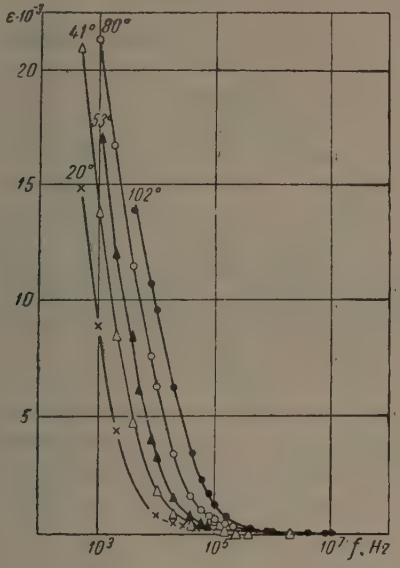


Рис. 7

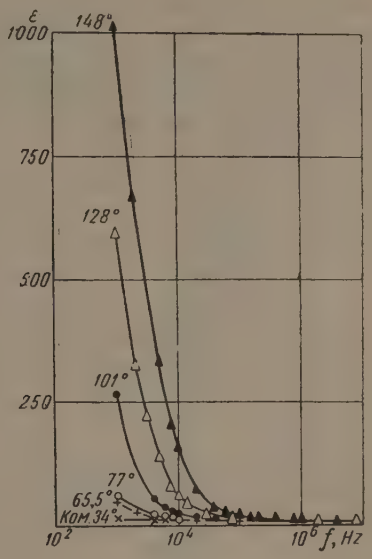


Рис. 8

Рис. 7. Зависимость диэлектрической проницаемости ε от частоты f у образца НЦ-I при различных температурах

Рис. 8. Зависимость диэлектрической проницаемости ε от частоты f у образца НЦ-III при различных температурах

Особое внимание было уделено исследованию диэлектрических свойств при температуре Кюри. Аномалий в поведении ни диэлектрической проницаемости, ни тангенса угла диэлектрических потерь в магнитной точке Кюри для исследованных образцов не наблюдалось (рис. 6).

Была исследована зависимость электрических свойств от скорости охлаждения, начиная от температуры обжига.

Таблица 2

Влияние скорости охлаждения после обжига образца на его диэлектрические и магнитные свойства при $f = 60$ kHz

Обозначение материала	Режим охлаждения	ε'	ε''	$\mathrm{tg}\delta_\varepsilon$	μ'	μ''	$\mathrm{tg}\delta_\mu$
НЦ-III	Медленное	35,6	16,4	0,46	230	2,2	$9{,}6\cdot10^{-3}$
НЦ-III	Быстрое	605	1965	3,25	225	3,2	$14{,}3\cdot10^{-3}$

В табл. 2 представлены параметры диэлектрических и магнитных характеристик медленно и быстро охлажденного образцов феррита НЦ-III на частоте 60 kHz. Как видно из этой таблицы, от скорости охлаждения зависят не только диэлектрические, но также и магнитные характеристик и, однако скорость охлаждения образца после обжига меньше влияет на магнитные параметры, чем на диэлектрические свойства.

Эти различия едва ли можно отнести за счет изменения состава ферритов в процессе охлаждения. Вероятнее, что расположение и валентность

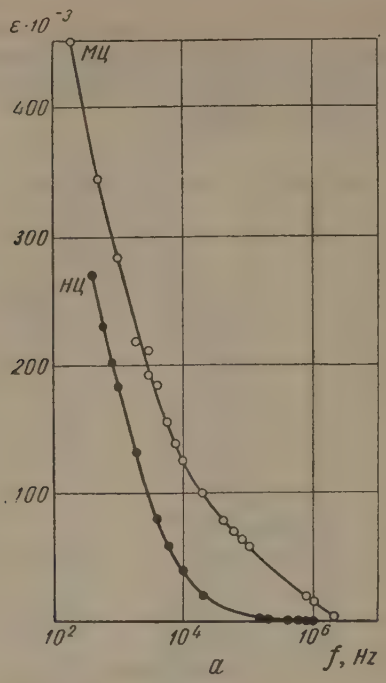


Рис. 9

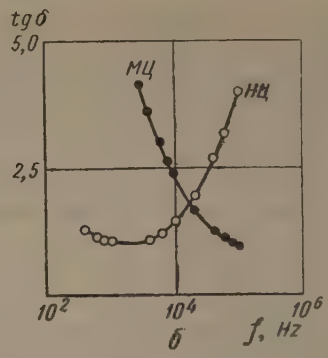


Рис. 9. *а*—зависимость диэлектрической проницаемости ε от частоты *f* у ферритов: марганец-цинкового МЦ ($\mu = 2110$) и никель-цинкового НЦ ($\mu = 2200$), *б* — зависимость tgδ от частоты *f* у тех же ферритов

Рис. 10. Зависимость диэлектрической проницаемости ε от частоты *f* у ферритов: *а* — НК + НЦ-I, *б* — НК + + НЦ-III, *в* — НК + альсифер

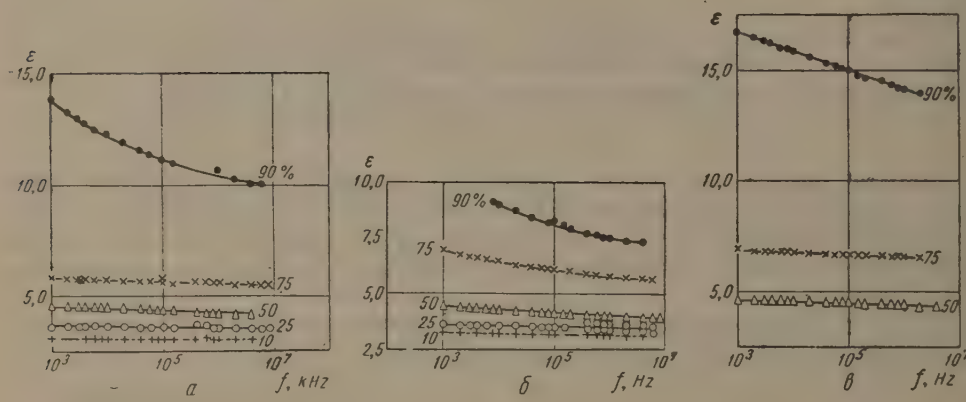


Рис. 10

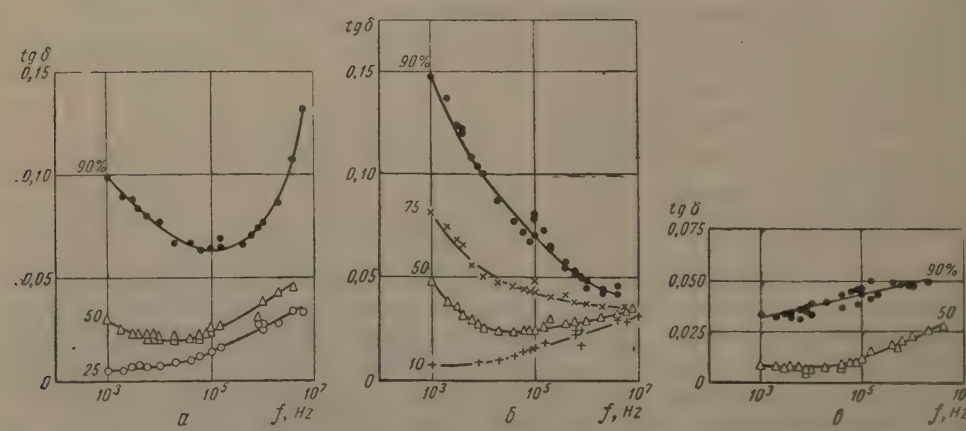


Рис. 11. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь tgδ от частоты *f* у ферритов: *а* — НК + НЦ-I, *б* — НК + НЦ-III, *в* — НК + альсифер

ионов в кристаллической решетке зависит от скорости охлаждения и при быстром охлаждении ионы не успевают образовать равновесную структуру, соответствующую низким температурам.

Электрические свойства магнетодиэлектриков

Современные магнитомягкие магнетодиэлектрики можно разбить на две группы: ферропласты — механически твердые магнетодиэлектрики с малой коэрцитивной силой, и ферроэласты — эластичные магнетодиэлектрики, также имеющие низкую коэрцитивную силу [1]. При использовании магнетодиэлектриков весьма существенно, чтобы их диэлектрическая проницаемость ε и тангенс угла потерь $\mathrm{tg}\delta$ были по возможности малы. Эти характеристики зависят от свойств обеих фаз (ферромагнитной и неферромагнитной), из которых изготовляется магнетодиэлектрик, и от коэффициента заполнения p, представляющего собой объем ферромагнитной фазы в единице объема магнетодиэлектрика.

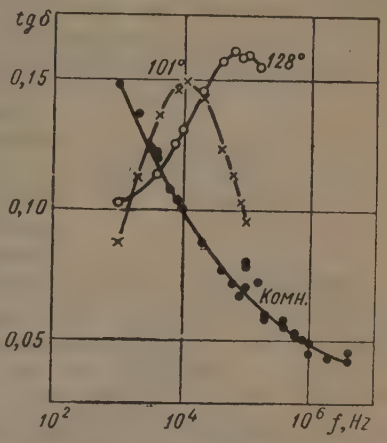


Рис. 12. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta$ от частоты f у феррита НК+90% НЦ-250 при различных температурах

В настоящей работе были исследованы магнетодиэлектрики, состоящие из натурального каучука и порошков альсифера и никель-цинковых ферритов с магнитными проницаемостями 250 $\mathrm{Gs\,Oe^{-1}}$ и 1000 $\mathrm{Gs\,Oe^{-1}}$. Смеси были изготовлены с содержанием магнитного порошка 10, 25, 50, 75 и 90% вес (соответственно $p=2$, 6, 15, 35 и 62%).

Результаты измерений представлены на рис. 10 и 11, из которых видно следующее: диэлектрическая проницаемость возрастает с ростом содержания ферромагнетика, а при постоянной концентрации последнего она падает с возрастанием частоты (рис. 10). У большинства изоляционных материалов диэлектрическая проницаемость практически не зависит от частоты или во всяком случае изменяется незначительно, тогда как у магнетодиэлектриков с большим содержанием ферромагнитного материала диэлектрическая проницаемость на частоте 1 kHz в 5—6 раз больше, чем на частоте 1 MHz. Тангенс угла потерь также увеличивается с ростом содержания ферромагнитного материала (рис. 11). У магнетодиэлектрика на основе альсифера $\mathrm{tg}\,\delta$ мал и незначительно растет с частотой.

Частотная зависимость $\mathrm{tg}\,\delta$ ферроэластов на основе ферритов обусловлена частотным поведением $\mathrm{tg}\,\delta$ самих ферритов. Частотная зависимость $\mathrm{tg}\,\delta$ ферроэласта с 90% феррита НЦ-III при повышенных температурах (рис. 12) имеет максимум $\mathrm{tg}\,\delta$ на тех же частотах, что и у феррита НЦ-III (рис. 4).

Добротность катушки индуктивности в зависимости от ε и $\mathrm{tg}\delta$ сердечника

Электрические свойства ферритов и магнетодиэлектриков, используемых в качестве сердечников в катушках индуктивности, оказывают непосредственное влияние на их добротность.

Диэлектрические потери в сердечнике, создаваемые электрическим полем катушки, зависят от диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и омического сопротивления сердечника.

Электрическое поле в сердечнике зависит не только от его электрических параметров, но в очень сильной степени от формы сердечника и типа обмотки. Корнецкий и Вейс [2] привели результаты вычисления составляющих сопротивления потерь для кольцевой катушки с однослойной намоткой, обусловленных диэлектрическими потерями сердечника. Если между началом и концом намотки катушки приложено переменное напряжение, то в сердечнике возникает переменное электрическое поле. Благодаря проводимости сердечника в нем создаются токи проводимости, которые вызывают потери. Кроме того, в сердечнике образуются токи смещения, которые вызывают поляризационные потери, определяемые тангенсом угла диэлектрических потерь сердечника. В рассматриваемом случае электрическое поле сильнее всего в части сердечника, находящейся непосредственно между началом и концом обмотки. В остальной части сердечника поле значительно слабее, и для расчета им можно пренебречь.

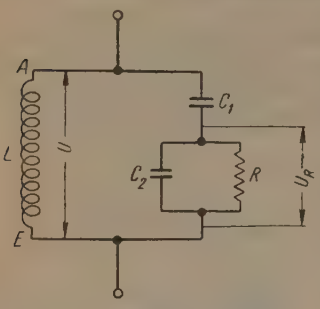


Рис. 13. Эквивалентная схема тороидальной катушки индуктивности

Эквивалентная схема рассматриваемой тороидальной катушки, по Корнецкому и Вейсу, представлена на рис. 13, где L — индуктивность катушки, C_1 — емкость начала и конца обмотки по отношению к сердечнику, C_2 — емкость части сердечника, лежащей между началом и концом обмотки, и R — сопротивление этой части сердечника. C_1, C_2 и R зависят от диэлектрической проницаемости сердечника, толщины изоляционного слоя между обмоткой и сердечником и от расстояния между началом и концом обмотки. Если эти величины известны, то можно определить эквивалентные сопротивления диэлектрических потерь катушки, обусловленные ее электрическим полем.

Эквивалентное сопротивление потерь r_R, которое предполагается включенным последовательно с индуктивностью L и обусловлено проводимостью сердечника и емкостью C_2, будет иметь следующее выражение:

$$r_R = \frac{R\,\omega^4 C_1^2 L^2}{1 + \omega^2 R^2 (C_1 + C_2)^2}. \qquad (1)$$

Если участь, что емкость C_2 обладает тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon$, то сопротивление диэлектрических потерь в сердечнике выразится формулой:

$$R_д = r_R + r_\delta,$$

где

$$r_\delta = \frac{R^2\omega^5 C_1^2 C_2 L^2 \operatorname{tg}\delta}{1 + \omega^2 R^2 (C_1 + C_2)^2}. \qquad (2)$$

Сопротивление r_R в зависимости от R имеет максимум при

$$R = \frac{1}{\omega (C_1 + C_2)}. \qquad (3)$$

Таким образом, оказывается, что высокое значение r_R можно уменьшить путем увеличения или уменьшения удельного сопротивления сердечника. Кроме того, при заданных C_2 и R сопротивления потерь r_R и r_δ могут быть уменьшены путем уменьшения емкости C_1. Уменьшение емкости C_1 достигается отнесением обмотки от сердечника при помощи, например, намотки стирофлексовой ленты ($\varepsilon = 2{,}2 \div 2{,}3$, $\operatorname{tg}\delta = 10^{-4}$, толщина ленты — 40 μ), заполняющей расстояние между сердечником и обмоткой. Влияние толщины слоя стирофлекса на добротность катушки

сердечником из МЦ-2000 с зазором ($\mu_н = 100$ Gs Oe^{-1}, $L = 95$ mH) показано на рис. 14 для частот 60 и 120 kHz.

Наложение намотки непосредственно на сердечник дает малую добротность или большой тангенс угла потерь $\left(\operatorname{tg}\delta_к = \frac{1}{Q}\right)$. Наложение первых слоев стирофлекса приводит к резкому возрастанию добротности, дальнейшие слои оказывают меньшее влияние, а, начиная с 6—7 слоев, добротность начинает падать, из-за увеличения потерь в обмотке, вызванных увеличением средней длины витка и уменьшением диаметра провода.

Чтобы получить представление о порядке величины сопротивления диэлектрических потерь, на рис. 15 показана зависимость сопротивления катушки индуктивности с сердечником из феррита, с магнитной проницаемостью $\mu = 1350$ Gs Oe^{-1} и однослойной намоткой, от частоты. Кривая *1* — экспериментальная, кривая *2*—расчетная, учитываю-

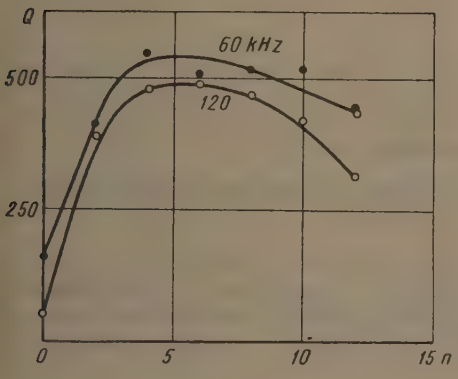


Рис. 14

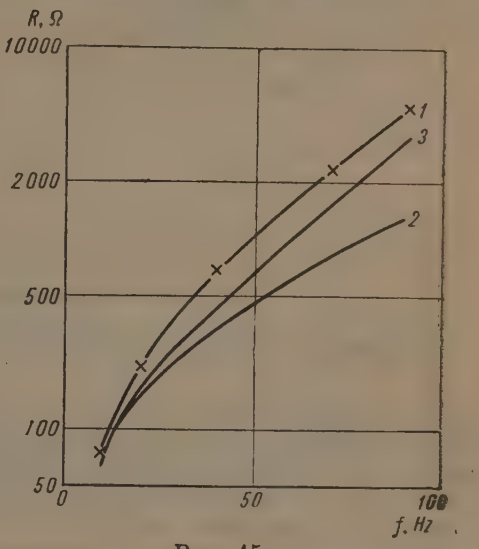


Рис. 15

ис. 14. Влияние толщины изолирующего слоя между сердечником и обмоткой катушки индуктивности на ее добротность Q (число слоев n обмотки стирофлексовой ленты)

ис. 15. Зависимость сопротивления катушки индуктивности R от частоты f: *1* — экспериментальная кривая, *2* и *3* — расчетные кривые

щая только сопротивление магнитных потерь сердечника и сопротивление обмотки постоянному току, и кривая *3*—тоже расчетная, представляет сумму сопротивлений магнитных потерь сердечника, сопротивление обмотки постоянному току и сопротивление диэлектрических потерь сердечника $R_д$.

Сердечник катушки индуктивности, для которого был проведен расчет, имел следующие размеры: радиальная толщина 0,25 см, высота 2,05 см, расстояние между началом и концом обмотки 0,65 см. Удельное сопротивление феррита, измеренное на постоянном токе, составляет $7 \cdot 10^4 \Omega$ см.

Расхождение между кривыми *1* и *3* (рис. 15) может быть отчасти объяснено различием диэлектрических свойств образцов ферритов одной той же партии, так как непосредственное измерение тангенса угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости образца феррита, использованного в качестве сердечника катушки индуктивности, проведено не было. В нашем примере для расчета сопротивления диэлектрических потерь были использованы данные, представленные на рис. 1. Значения ε при частотах 10, 20, 40, 70 и 90 kHz были соответственно 170, 470, 211, 128 и 106 (рис. 7).

Эти расхождения являются также результатом того, что схема (рис. 3), примененная Корнецким и Вейсом, не полностью отображает явле-

ния, протекающие в реальных катушках индуктивности. Однако, несмотря на расхождение, полученное между кривыми *1* и *3*, можно считать, что расчет по формулам Корнецкого и Вейса позволяет в первом приближении учитывать сопротивление диэлектрических потерь в сердечнике, которое даже при частотах ниже 10^5 Hz, в случае ферритов, может для катушек с большими индуктивностями превышать сопротивление магнитных потерь сердечника.

Научно-исследовательский институт
телефонной связи

Цитированная литература

1. Рабкин Л. И. Гибкие магнетодиэлектрики — ферроэласты Информ. бюл. центр. ин-та связи, *4*, 34 (1948).
2. Kornetzki M., Weis A., Die Wirbelstromverluste im Massekern, Wiss. Veröff. aus den Siemens-Werken, *2*, 95 (1936).

З. И. НОВИКОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФЕРРИТОВ

Были исследованы диэлектрические свойства никелевого, цинкового и твердых растворов никель-цинковых ферритов стехиометрического и нестехиометрического состава (избыток или недостаток железа) в зависимости от температуры обжига, скорости охлаждения и среды, в которой проводился обжиг.

Исследовались частотные зависимости диэлектрической проницаемости и угла диэлектрических потерь при комнатной температуре в интервале частот 200 Hz÷10 MHz.

Измерения проводились на кольцевых образцах, с наружной и внутренней стороны которых методом химического серебрения наносились серебряные электроды. Такой метод нанесения электродов давал завышенные значения диэлектрической проницаемости и проводимости по сравнению с электродами, полученными вжиганием серебряной пасты, но не изменял характера частотной зависимости $\operatorname{tg}\delta$ и ε.

На рис. 1 и 2 представлена частотная зависимость тангенса угла потерь цинкового и никелевого ферритов, спеченных при температурах 1200, 1250 и 1300°, с выдержкой при указанных температурах 4 часа и с медленным охлаждением до комнатной температуры. Оба феррита резко отличаются один от другого по расположению ионов в местах кристаллической решетки и по своим магнитным свойствам. Цинковый феррит имеет решетку «нормальной» шпинели и является неферромагнитным. Никелевый феррит имеет решетку «обращенной» шпинели и является ферромагнитным. Оба феррита отличаются и по своим диэлектрическим свойствам.

В частотных кривых тангенса угла потерь цинкового феррита наблюдаются максимумы, причем частота максимума $\operatorname{tg}\delta$ порядка 30—40 kHz; она не зависит от температуры обжига. Для никелевого феррита частота максимума $\operatorname{tg}\delta$ очень чувствительна к температуре обжига. При температуре обжига 1200° максимума $\operatorname{tg}\delta$ в исследованной области частот не наблюдается. При температуре обжига 1250° имеются два максимума; один на той же частоте, что и у цинкового феррита; второй

на частоте 150 kHz. Наконец, при температуре обжига 1300° имеется один максимум на частоте порядка 1 MHz.

На рис. 3 и 4 приведены частотные зависимости диэлектрической проницаемости цинкового и никелевого ферритов при разных температу-

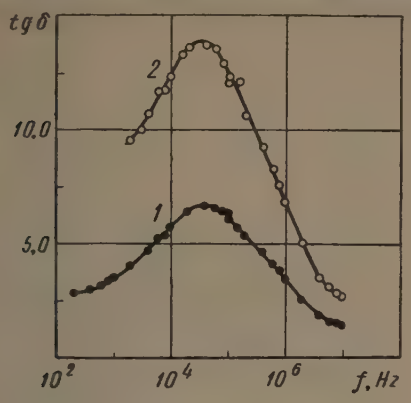


Рис. 1

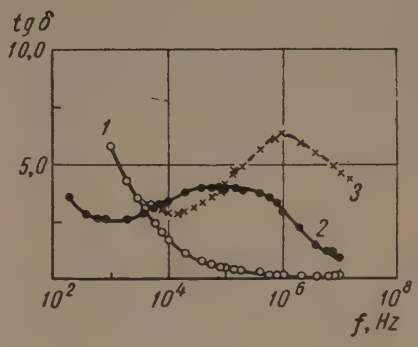


Рис. 2

Рис. 1. Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь феррита $ZnFe_2O_4$ при различных температурах обжига и с различными удельными объемными сопротивлениями ρ_v Ω·см: *1* — $t = 1250°$ ($\rho_v = 1{,}3 \cdot 10^4$), *2* — $t = 1300°$ ($\rho_v = 4{,}0 \cdot 10^3$)

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для феррита $NiFe_2O_4$: *1* — $t = 1200°$ ($\rho_v = 4{,}6 \cdot 10^5$), *2* — $t = 1250°$ ($\rho_v = 4{,}23 \cdot 10^4$), *3* — $t = 1300°$ ($\rho_v = 1{,}2 \cdot 10^4$)

рах обжига. Характер зависимости ε от частоты одинаков для обоих ферритов. В противоположность цинковому ферриту, ε никелевого феррита на низких частотах сильно зависит от температуры обжига, но на высоких частотах значения ε близки друг другу.

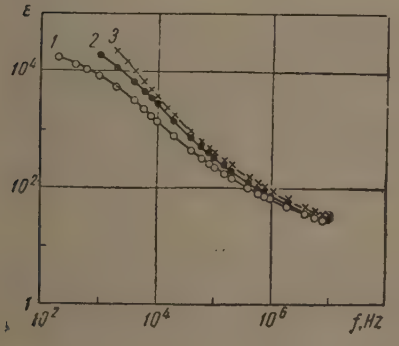


Рис. 3

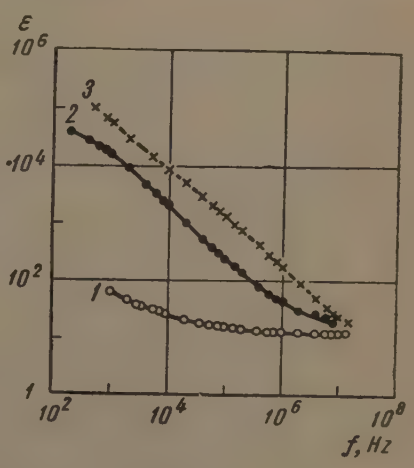


Рис. 4

Рис. 3. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости феррита $ZnFe_2O_4$ при различных температурах обжига: *1*—1200°, *2*—1250°, *3*—1300°

Рис. 4. То же для феррита $NiFe_2O_4$: *1* — 1200°, *2* — 1250°, *3* — 1300°

Твердые растворы никель-цинковых ферритов ведут себя по-разному. У одних частотная зависимость tg δ подобна цинковому ферриту, у других никелевому, у некоторых никель-цинковых ферритов наблюдается два максимума tg δ; так, например, у образцов никель-цинкового фер-

рита состава $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, спеченных при температуре 1250 и 1300°, в частотной зависимости tg δ намечаются два максимума, при частотах порядка 30 и 200 kHz (рис. 5).

Из рассмотрения частотных кривых tg δ для никель-цинковых ферритов состава $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$, спеченных при температуре 1250° (рис. 6), мы замечаем, что максимумы тангенса угла диэлектрических потерь встречаются при трех определенных интервалах частот: 20—40 kHz, 100—200 kHz и 1—2 MHz. Источником этих потерь является,

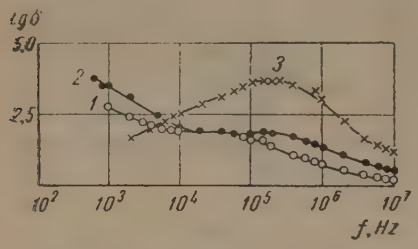


Рис. 5

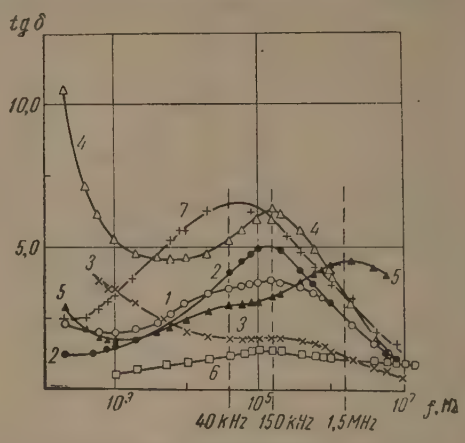


Рис. 6

Рис. 5. Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь никель-цинкового феррита $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ при различных температурах обжига t и с различными удельными объемными сопротивлениями ρ_v, Ω·см: *1* — $t = 1200°$ ($\rho_v = 7{,}3 \cdot 10^5$), *2* — $t = 1250°$ ($\rho_v = 2{,}6 \cdot 10^5$), *3* — $t = 1300°$ ($\rho_v = 3{,}6 \cdot 10^4$)

Рис. 6. То же, что на рис. 5, для никель-цинкового феррита состава $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$, обожженных при 1250° при различных содержаниях ZnO: *1*—0%, *2* — 15%, *3* — 25%, *4* — 35%, *5*—40 %, *6* —45 %, *7* — 50 %

по-видимому, релаксационное движение каких-то частиц, а не гетерогенность материала, как предполагают многие авторы (Купс [1], Мельтген [2], Ван Уитерт [3] и др.).

Существующее мнение, что частота максимума тангенса угла диэлектрических потерь ферритов обратно пропорциональна удельному сопротивлению, измеренному на постоянном токе [3], в наших измерениях не нашло подтверждения. Так, например, цинковый феррит, спеченный при температуре 1250°, и никелевый феррит, спеченный при 1300°, имеют одинаковое удельное сопротивление $1{,}2 \div 1{,}3 \cdot 10^4$ Ω см, однако максимум tg δ у одного феррита находится на частоте 40 kHz, а у другого — на 1 MHz.

Быстрое охлаждение образца от температуры обжига приводит к кажущемуся возрастанию диэлектрической проницаемости, которое Камиоши [4] объясняет смещением области дисперсии к более низким температурам, а при постоянной температуре — к более высоким частотам, что не всегда подтверждается экспериментом.

При быстром охлаждении никелевого феррита от температуры 1200° в частотном ходе tg δ намечается максимум, отсутствовавший при медленном охлаждении образца (рис. 7). Диэлектрические проницаемости на частоте 1 kHz отличаются приблизительно в 50 раз (рис. 8).

При температуре обжига 1300° максимум тангенса угла потерь медленно и быстро охлажденного образца находится на одной частоте, отличаясь только по величине (рис. 9). В этом случае значения диэлектрических проницаемостей образцов близки друг к другу (рис. 10).

На основании полученных экспериментальных данных можно предположить, что изменение скорости охлаждения приводит к перераспре-

делению ионов в кристаллической решетке и к появлению новых типов релаксаторов или к увеличению числа имевшихся релаксаторов.

Отклонения от стехиометрического состава, а именно, недостаток или избыток окиси железа в исходной смеси, приводят к резкому изменению свойств ферритов. Изменение частотных характеристик тангенса угла потерь видно из рис. 11. Происходит увеличение удельного сопротивления и одновременно уменьшение магнитной и диэлектрической проницаемостей (табл. 1 и 2).

Обширные физико-химические исследования ферритов, выполненные

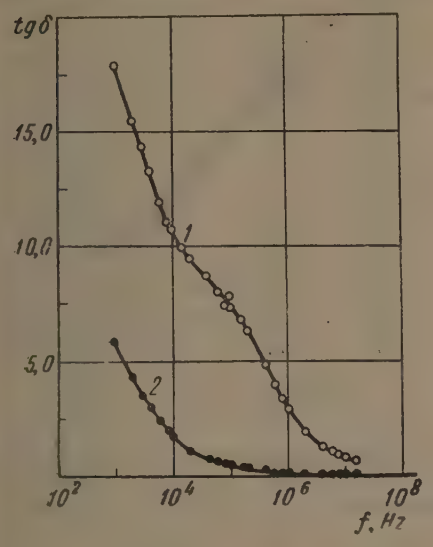


Рис. 7

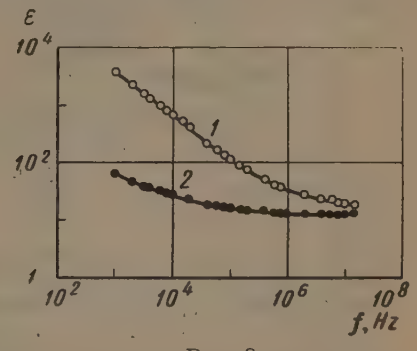


Рис. 8

Рис. 7. То же, что на рис. 5, для феррита $NiFe_2O_4$ при температуре обжига 1200° и при различных удельных объемных сопротивлениях ρ_v, Ω·см: *1* — быстрое охлаждение ($\rho_v = 3{,}07 \cdot 10^4$), *2* — медленное охлаждение ($\rho_v = 4{,}6 \cdot 10^6$)

Рис. 8. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости феррита $NiFe_2O_4$ при температуре обжига 1200°: *1* — быстрое охлаждение, *2* — медленное охлаждение

Тороповым и Борисенко [6], показали, что в системе $NiO—ZnO—Fe_2O_3$, кроме непрерывного ряда твердых растворов первого рода (NiZn) Fe_2O_4, образуются растворы второго рода, компонентами которых в одной части системы являются смешанные ферриты и γ-Fe_2O_3, а в другой — смешанные ферриты и окиси Ni и Zn. В твердых растворах $Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_2O_4$— —γ-Fe_2O_3 с увеличением окиси железа увеличивается как относительное количество ионов Fe^{3+}, так и их число в тетраэдрических положениях.

По данным Пискарева [7], NiZn-ферриты с содержанием Fe_2O_3 от 55% и выше имеют две фазы: ферромагнитную стехиометрического состава и неферромагнитную α-Fe_2O_3. Ферриты, содержащие Fe_2O_3 меньше 50% мол, образуют соединения, имеющие одну ферромагнитную фазу состава $(NiO)_n(ZnO)_{1-n}Fe_2O_3$ со структурой шпинели и одну или две неферромагнитные фазы, которые в зависимости от соотношения NiO и ZnO могут существовать в виде NiO, ZnO или твердого раствора окиси никеля и окиси цинка. Таким образом, на основании исследований Торопова и Борисенко [6] и Пискарева [7], избыток Fe_2O_3 не всегда вызывает увеличение количества ионов Fe^{2+} и, следовательно, не должен приводить к росту проводимости, что подтверждается и нашими измерениями.

Обжиг и медленное охлаждение от 1300° ряда образцов никель-цинковых ферритов состава $Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_2O_4$ проводились в различных средах: на воздухе, в кислороде и в атмосфере CO_2. Образцы отличались по величине удельного сопротивления. Удельное сопротивление ρ образца, обжигавшегося на воздухе, почти на порядок ниже ρ образца, который

подвергался обжигу в кислороде, а феррит, который обжигался в атмосфере CO_2, практически является проводником. Первые два из указанных образцов имеют максимум tg δ на одной и той же частоте ~100 kHz,

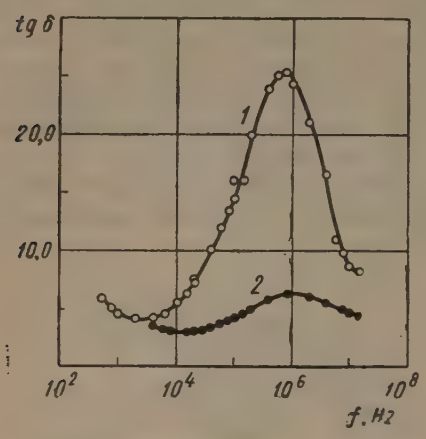


Рис. 9

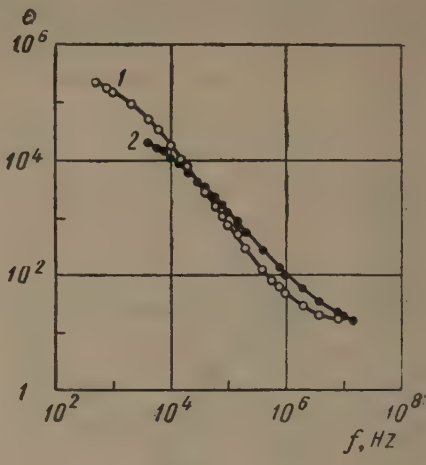


Рис. 10

Рис. 9. Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь феррита $NiFe_2O_4$ при температуре обжига 1300° и при различных удельных объемных сопротивлениях ρ_v, Ω·см: *1* — быстрое охлаждение ($\rho_v = 2{,}59 \cdot 10^3$), *2* — медленное охлаждение ($\rho_v = 1{,}2 \cdot 10^4$)

Рис. 10. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости феррита $NiFe_2O_4$ при температуре обжига 1300°: *1* — быстрое охлаждение, *2* — медленное охлаждение

Таблица 1

Диэлектрические свойства $NiFe_2O_4$ ферритов, при отклонениях от стехиометрического состава $t_{обж} = 1300°$

№ образца	Соотношение NiO : Fe_2O_3, % мол	Содержание Fe_2O_3, %вес	$f = 4 \cdot 10^2$ Hz		$f = 4 \cdot 10^3$ Hz		$f = 4 \cdot 10^4$ Hz		$f = 4 \cdot 10^5$ Hz		$f = 4 \cdot 10^6$ Hz	
			ε	tgδ	ε	tgδ	ε	tgδ	ε	tgδ	ε	tgδ
1	50 : 55	71,95	2150	17,1	210	19,5	51	89	21,7	2,6	14,7	0,5
2	50 : 50	68,1	—	—	20000	3,4	3500	3,3	278	5,65	36	5,5
3	50 : 45	65,8	3000	7,74	408	6,5	83	4,0	31,9	1,66	17,5	0,55

Таблица 2

Значения ε, μ и ρ никель-цинковых ферритов различного состава

Состав ферритов	$t_{обж} = 1200°$			$t_{обж} = 1250°$			$t_{обж} = 1300°$		
	ε	μ	ρ, Ω·см	ε	μ	ρ, Ω·см	ε	μ	ρ, Ω·см
$Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_{1,8}O_4$	108	470	$1{,}85 \cdot 10^7$	680	421	$4{,}85 \cdot 10^5$	3770	414	$1{,}1 \cdot 10^5$
$Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_{2,0}O_4$	165	560	$1{,}3 \cdot 10^6$	11700	653	$3{,}1 \cdot 10^4$	98600	1950	$2{,}8 \cdot 10^3$
$Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_{2,4}O_4$	90	395	$1{,}1 \cdot 10^6$	350	440	$1{,}8 \cdot 10^5$	835	520	$1{,}0 \cdot 10^5$

только величина tg δ в максимуме для образца, который обжигался на воздухе, выше (рис. 12).

Исходя из того, что содержание кислорода в атмосфере обжига при одном и том же содержании исходных компонент сказывается на количе-

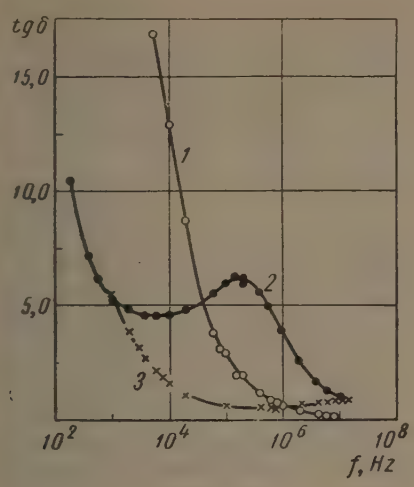


Рис. 11

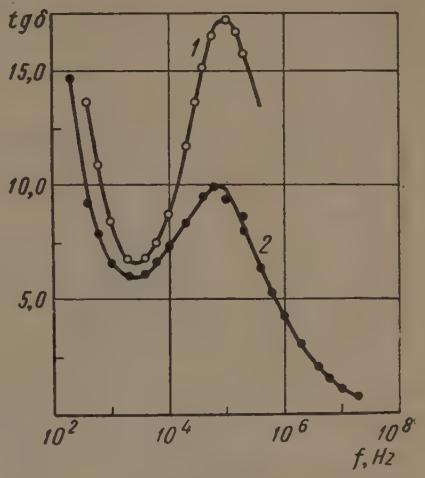


Рис. 12

Рис. 11. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь никель-цинковых ферритов $Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_2O_4$ при отклонении от стехиометрического состава. Температура обжига 1250°. Содержание Fe_2O_3 (n %) различно, также различны магнитные проницаемости μ и удельные объемные сопротивления ρ_v, Ω·см: *1* — $n = 60$ %, $\mu = 508$, $\rho_v = 2{,}7 \cdot 10^5$, *2* — $n = 50$ %, $\mu = 623$, $\rho_v = 3{,}1 \cdot 10^4$, *3* — $n = 45$ %, $\mu = 421$, $\rho_v = 4{,}85 \cdot 10^5$

Рис. 12. То же, что на рис. 11, для феррита $Ni_{0,3}Zn_{0,7}Fe_2O_4$ при температуре обжига 1300° и различной атмосфере обжига. Удельные объемные сопротивления ρ_v различны: *1* — воздух, $\rho_v = 1{,}15 \cdot 10^3$, *2* — кислород, $\rho_v = 9{,}7 \cdot 10^3$

стве двухвалентных ионов железа, можно предположить, что максимум тангенса угла диэлектрических потерь в данном случае обусловливается присутствием в феррите двухвалентных ионов железа. Следовательно, максимум tg δ на частоте порядка 100 kHz у ферритов связан с наличием в их составе двухвалентных ионов железа, которые обуславливают увеличение проводимости.

Подтверждение сделанных нами выводов мы находим в экспериментальных данных Купса [1], хотя сам автор объясняет полученные им частотные зависимости tg δ и ε как результат электрической неоднородности ферритов.

По табличным данным Купса, для частотного изменения ε и ρ образцов феррита состава $Ni_{0,4}Zn_{0,6}Fe_2O_4$, подвергавшихся обжигу в разных средах, нами построены частотные зависимости tg δ указанных образцов ферритов (рис. 13).

Оказывается, и у Купса образцы ферритов с резко отличными удельными сопротивлениями ρ имеют максимумы на одной и той же частоте (200—300 kHz). Таковы кривые *3*, *4* и *5*; у кривой *4* — ρ образца $\approx 10^5$ Ω·см, у кривых *3* и *5* — ρ образца $\approx 10^3$ Ω·см.

Частота максимума tg δ для этих трех кривых близка к найденной нами 100—200 kHz. Частота и величина максимума tg δ определяются присутствием Fe^{2+}, обуславливающим проводимость ферритов, вернее, электронами, переходящими с Fe^{2+} на Fe^{3+} (механизм Вервея). Это подтверждается сравнением кривых *2* и *4*; кривая *4* относится к образцу фер-

рита, содержащему 0,07% FeO, у которого $\rho = 1{,}4 \cdot 10^5\ \Omega \cdot$см, а образец феррита, tg δ которого представлен кривой *2*, содержит 0,1% FeO и имеет $\rho = 5{,}4 \cdot 10^5\ \Omega \cdot$см.

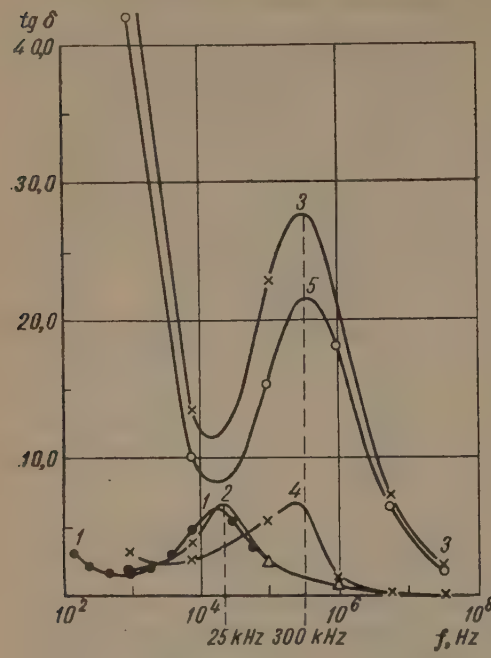


Рис. 13. Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь феррита $Ni_{0,4}Zn_{0,6}Fe_2O_4$ по измерениям Купса [1]

№ кривой	Содерж. FeO, %	ρ, Ω см на 1 kHz	$t_{обж}$, °C	Охлаждение	Атмосфера: обжига	Атмосфера: охлаждения
1	—	$1.0 \cdot 10^4$	1280	Медл.	Воздух	Воздух
2	0.1	$5{,}4 \cdot 10^5$	1300	Медл.	O_2	O_2
3	0.42	$1{,}3 \cdot 10^5$	1300	Быстр.	O_2	Воздух
4	0.07	$1{,}4 \cdot 10^5$	1300	Медл.	Воздух	Воздух
5	0.38	$1{,}1 \cdot 10^5$	1380	Быстр.	Воздух	Воздух

Выводы

1. Частота релаксации тангенса угла диэлектрических потерь ферритов не зависит от удельного сопротивления образца, измеренного на постоянном токе.

2. Максимумы тангенса угла диэлектрических потерь встречаются в трех определенных интервалах частот: 20—40 kHz, 100—200 kHz и 1—2 MHz. Источником этих потерь является, вероятно, релаксационное движение каких-то частиц, а не гетерогенность материала.

3. Релаксационный максимум тангенса угла диэлектрических потерь при частотах 100—200 kHz связан с присутствием в образце ионов Fe^{2+}, обусловливающих проводимость ферритов, вернее, электронов, переходящих с Fe^{2+} на Fe^{3+}(механизм Вервея).

4. Изменение скорости охлаждения от температуры обжига вызывает перераспределение ионов в кристаллической решетке, что приводит или к появлению новых типов релаксаторов, или к увеличению числа имевшихся релаксаторов.

Научно-исследовательский институт
телефонной связи

Цитированная литература

1. Koops C. G., Phys. Rev., 83, 1 (1951).
2. Möltgen G., Z. angew. Phys., 4, 216 (1952).
3. Van Uitert G., Proc. I. R. E., October, 1294, 303 (1956).
4. Kan-ichi Kamiyoshi, Phys. Rev., 84, 374 (1951).
5. Сноек Я., Исследования в области ферромагнитных материалов.— ИЛ, 1949.
6. Торопов Н. А., Бориссенко А. И., Докл. АН СССР, 76 (1951)
7. Пискарев К. А., См. настоящий номер, стр. 289.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. Н. ВЛАСОВА и Л. Н. ФЕДОТОВ

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ ЖЕЛЕЗО–АЛЮМИНИЙ С АНОМАЛИЕЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

В сплавах Fe — Al, содержащих от 3 до 10%$_{вес}$Al, наблюдалось образование *K*-состояния, т. е. состояния, возникающего при отпуске закаленных и деформированных сплавов и сопровождающегося аномальным повышением электросопротивления [1, 2]. По своей структуре эти сплавы представляют собой однофазный твердый раствор с объемноцентрированной кубической решеткой. Начиная с 10%$_{вес}$Al и выше, отожженные сплавы имеют упорядоченную структуру Fe_3Al.

Изучение сплавов с содержанием Al менее 10%$_{вес}$ обычными структурными методами (рентгенография, световая микроскопия) не позволило обнаружить при образовании *K*-состояния каких-либо изменений структуры.

В настоящей работе была сделана попытка при помощи наиболее чувствительных методов рентгеноструктурного анализа, используя монокристаллические образцы сплавов, обнаружить перераспределение атомов в неупорядоченном твердом растворе, приводящее к образованию *K*-состояния.

Для изучения были выбраны сплавы следующих трех составов:

1) сплав с 10%$_{вес}$Al, лежащий вблизи границы между упорядоченным (Fe_3Al) и неупорядоченными твердыми растворами. В этом сплаве наблюдается максимальный эффект увеличения электросопротивления при отпуске;

2) однофазный неупорядоченный сплав с 8%$_{вес}$ Al;

3) для сравнения изучался упорядочивающийся сплав с 12%$_{вес}$ Al.

Рентгенограммы колебаний и рентгенограммы диффузного рассеяния были получены при помощи монохроматического излучения Mo K_α.

В сплавах с содержанием 10 и 12%$_{вес}$ Al (рис. 1, *а* и *б*), закаленных с 900°, наблюдались сильно размытые сверхструктурные отражения (111) и (200). Это свидетельствует о том, что твердый раствор уже после закалки не является гомогенным. По-видимому, сплав представляет собой неупорядоченную матрицу со статистически распределенными в ней малыми упорядоченными областями со структурой Fe_3Al. Возможно, что эти области образуются в процессе закалки из зародышей, существующих при высокой температуре, как это наблюдалось Гинье и Волкером на сплаве Al — Ag. Второе возможное объяснение присутствия на рентгенограммах закаленных сплавов размытых сверхструктурных отражений — образование в процессе закалки мелкодоменной структуры. После отпуска при 300° на рентгенограммах колебаний наблюдались сверхструктурные отражения уже под большими углами (рис. 2): для сплава с 10%$_{вес}$ Al (420), а для сплава с 12%$_{вес}$ Al (442). Можно думать, что области с дальним порядком (расположенные в неупорядоченной матрице или образующие доменную структуру) растут в процессе отпуска при 300°. Размер этих областей можно оценить по ширине сверхструктурных отражений. После отпуска при 300° С в течение 4 час. он оказался равным порядка 500 Å для сплава с 12%$_{вес}$ Al и порядка 100 Å для сплава с 10%$_{вес}$ Al.

При дальнейшем отпуске при 300° в течение 20 и 30 час. ширина рентгеновских отражений не изменяется и, следовательно, не происходит роста областей с дальным порядком.

Для выяснения вопроса о том, какое из двух высказанных выше предположений правильно, необходимо было провести измерения параметров решетки по основным и сверхструктурным отражениям. Можно было ожидать, что в том случае, если структура представляет собой неупорядоченную матрицу со статистически распределенными в ней упорядоченными областями, эти параметры будут различными.

С этой целью были определены параметры решетки сплава, содержащего 12 %вес Al по основным (620) и сверхструктурным (442) отражениям; они оказались одинаковыми в пределах точности измерений.

Необходимо, однако, отметить, что точность определения параметра решетки по отражениям (442) была менее высокой, чем по отражениям (620), из-за сильного размытия сверхструктурных отражений.

Из измерений параметров решетки следует, что более вероятным является предположение о наличии в этих сплавах доменной структуры.

Несколько иная картина наблюдается для сплава с 8 %вес Al. На рис. 3 показана рентгенограмма диффузного рассеяния, снятая на монохроматическом излучении Mo K_α с монокристалла сплава, содержащего 8 %вес Al, закаленного с 900°. На рентгенограммах были обнаружены диффузные максимумы интенсивности в местах, где должны находиться сверхструктурные отражения (111) упорядоченной структуры Fe_3Al. Это свидетельствует, что в этом случае имеет место ближний порядок в расположении атомов (типа Fe_3Al).

На рентгенограммах диффузного рассеяния, снятых с монокристалла, отпущенного при 300° в течение 20 час., также обнаружены диффузные максимумы в местах сверхструктурных отражений (111), более интенсивные, чем в случае закаленного сплава (рис. 4). Степень ближнего порядка в этом случае несколько выше, чем в закаленном с 900°.

Сопоставление данных, полученных по структуре Fe — Al сплавов, с данными по изменению электросопротивления [1, 2] позволяет сделать некоторые выводы о причинах аномального изменения электросопротивления в этих сплавах.

В сплаве с 10 %вес Al, отпущенном при 300°, образуется доменная структура упорядочения с размерами доменов порядка 100 Å. Повышение электросопротивления в этом случае можно объяснить увеличением рассеяния электронов на границах доменов, когда размеры доменов становятся сравнимыми с длиной волны электронов.

В сплаве с 8% Al изменение электросопротивления связано с установлением ближнего порядка в расположении атомов.

Холодная деформация, разрушающая ближний порядок, приводит к уменьшению электросопротивления.

Цитированная литература

1. Thomas H., Z. Metallkunde, 141, 185 (1950).
2. Thomas H., Z. Phys., 129, 219 (1951).

Рис. 1. Рентгенограммы сплавов (Mo K_α-излучение) после закалки с 900°: *а* — 10%$_{вес}$ Al, *б* — 12%$_{вес.}$ Al

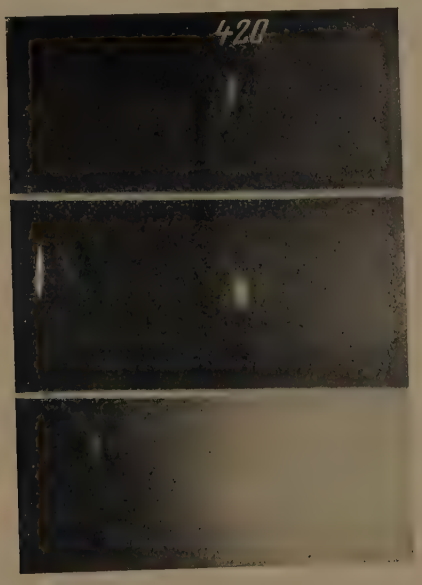


Рис. 2. Рентгенограммы колебаний сплавов с 10%$_{вес.}$ Al: отражения (420). Co-излучение; *а* — отпуск при 300°, 4 часа; *б* — отпуск при 300°, 20 час.; *в* — отпуск при 300° на упорядочение

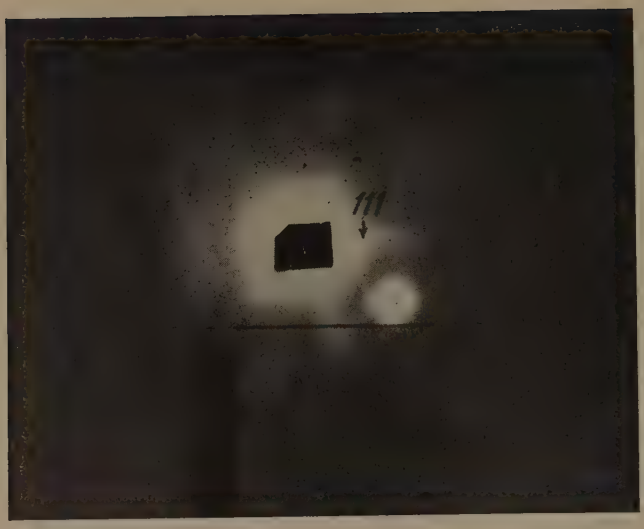


Рис. 3. Рентгенограммы диффузного рассеяния с монокристалла сплава с 8%$_{\text{вес.}}$ Al, закаленного с 900°. Монохроматическое Mo K_α-излучение

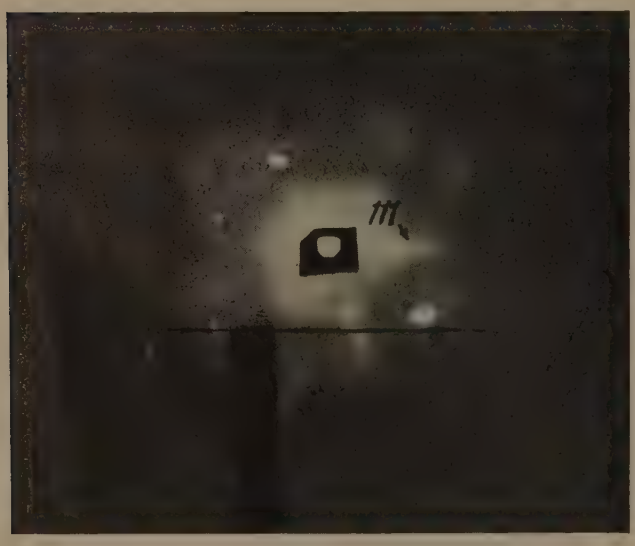


Рис. 4. Рентгенограммы диффузного рассеяния с монокристалла сплава с 8%$_{\text{вес.}}$ Al, отпущенного при 300° в течение 20 час. Монохроматическое Mo K_α-излучение

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Г. В. КРАСНОПЕРОВ

О НАМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОРОШКОВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В сильных магнитных полях, где основную роль играют обратимые процессы вращения, кривая намагничивания может быть рассчитана относительно легко. Поэтому представляет интерес сравнить полученные в этой области опытные данные с теоретическими представлениями.

Закон приближения к насыщению

$$I = I_s\left(1 - \frac{A}{H} - \frac{B}{H^2} - \cdots\right) + I_d \qquad (1)$$

исследовался нами на ферромагнитных порошках. Измерялась дифференциальная восприимчивость χ по методу, описанному в [1], снималась кривая намагничивания в полях до 9000 Oe, определялись коэрцитивная сила H_c и начальная восприимчивость χ_0. Плотность ферромагнитной фазы в образце изменялась от 5,5 до 0,5 г/см$^{-3}$. Такого рода опытами можно было проверить справедливость закона приближения к насыщению для ферромагнитных порошков и выяснить влияние немагнитных включений на слагаемые данного закона.

Пренебрегая малыми членами в правой части выражения (1), можно записать:

$$\chi H^3 = b + aH, \qquad (2)$$

где

$$\chi = \frac{dI}{dH}.$$

На рис. 1 представлена зависимость величины χH^3 от H для порошка никеля (диаметр частиц $\delta \leqslant 0{,}25$ мм).

Величины намагниченности насыщения I_s, определенные путем экстраполяции экспериментальной кривой на $H \to \infty$ и вычисленные по плотности d ферромагнитной фазы в образце (I_s'), а также значения коэрцитивной силы H_c и начальной восприимчивости χ_0 для порошка никеля приведены в таблице.

Магнитные свойства порошка никеля

№ кривой (рис. 1)	d, г см$^{-3}$	I_s, Gs	I_s', Gs	χ_0, Gs Oe^{-1}	H_c, Oe	№ кривой (рис. 1)	d, г см$^{-3}$	I_s, Gs	I_s', Gs	χ_0, Gs Oe^{-1}	H_c, Oe
1	3,76	220	213	25,7	56,8	4	1,54	83	87	6,7	58,8
2	2,69	150	153	12	56,8	5	1,0	65	63	4,9	61,5
3	1,83	104	104	8,36	61,2	6	0,55	31	32	2,0	55,6

Аналогичные исследования были проведены на порошках Fe, Co, пермаллоя и на смесях порошков этих веществ.

Из рис. 2 видно, что немагнитные включения влияют на оба коэффициента в законе (1).

Коэффициент B остается положительным при гетерогенной структуре ферромагнетика. Это противоречит результатам работы [2], где применялись поля до 2500 Oe, и при наличии гетерогенной структуры заметную

роль играли необратимые процессы, что и приводило к отрицательным значениям коэффициента B.

Изменение коэффициента A (рис. 2) находится в согласии с работой Нееля [3], который считал, что на ход изменения A оказывают влияние немагнитные включения. Наши опытные данные, полученные на порошке железа ($d \approx 10^{-2}$ мм), совпадают с данными Нееля [3]. Влияние включений на член BH^{-2} не может быть объяснено имеющимися теориями.

Коэрцитивная сила H_c у порошка никеля почти не изменяется в интервале плотностей $3{,}76 \div 0{,}55$ г·см$^{-3}$; у порошков из других ферромагнетиков H_c уменьшается с уменьшением плотности. Это становится понятно, если предположить, что в области малых концентраций ферромагнитной фазы в образце справедливо соотношение:

$$H_c \sim \frac{M_+ - M_-}{l}, \qquad (3)$$

где M_+, M_- — магнитные заряды, выступающие на поверхности двух близлежащих ферромагнитных частиц; l — расстояние между ними.

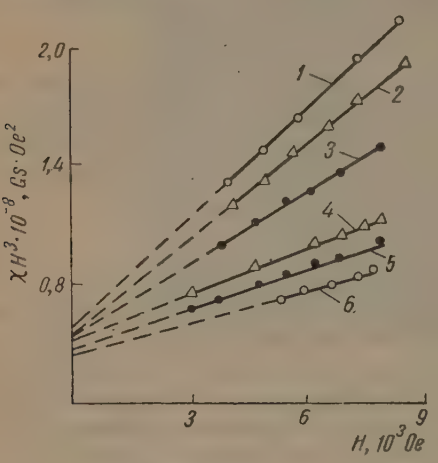


Рис. 1

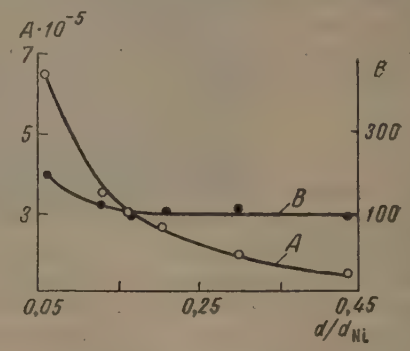


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость величины χH^3 от H для различных образцов порошка никеля. Номера кривых *1* — *6* соответствуют таблице

Рис. 2. Зависимость коэффициентов A и B никеля закона (1) от плотности ферромагнитной фазы в образце; d — плотность ферромагнитной фазы в образце, d_{Ni} — плотность никеля

Начальная восприимчивость χ_0 уменьшается с увеличением количества немагнитных включений, что не противоречит данным, имеющимся в литературе.

Выводы

1. Закон приближения к насыщению справедлив для ферромагнитных порошков в интервале полей 3000÷9000 Oe. Это подтверждается совпадением I_s с I_s'.

2. Немагнитные включения влияют на коэффициенты A и B в законе приближения к насыщению (1).

3. Влияние немагнитных включений на характер изменения коэффициентов A и B зависит от типа ферромагнетика и от размеров частиц порошка.

В заключение считаю долгом выразить благодарность В. В. Парфенову за помощь, оказанную при выполнении настоящей работы.

Лаборатория прецизионных сплавов
Уральского института черных металлов

Цитированная литература

1. Парфенов В. В., Изв. АН СССР. Сер физ., **16**, 5 (1952).
2. Большова К. М., Ж. эксперим. и теор. физ. **23**, 3 (9) (1952).
3. Neel L., J. phys. et radium **9**, 184 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ф. М. ГАЛЬПЕРИН

АТОМНЫЕ МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ, ТОЧКИ КЮРИ, ОБМЕННАЯ ЭНЕРГИЯ И ПАРАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

В связи с отсутствием теоретических соотношений для количественного расчета основных магнитных свойств ферромагнетиков в настоящем сообщении предлагаются эмпирические соотношения.

1. Чистые ферромагнитные и переходные металлы

Рассмотрим элементы от $_{21}$Sc до $_{29}$Cu. Каждый из этих элементов характеризуется, по нашему предположению, константой размерности длины R [1]. Ее численные значения приведены в графе 2 табл. 1. Во все предложенные соотношения входит разность между межатомным расстоянием в решетке ферромагнетика и указанной константой.

1. Атомный магнитный момент m чистых ферромагнитных металлов в магнетонах Бора M_B, по нашему предположению, равен

$$m/M_B = N_d - n_s + 1 \pm (0{,}642 - \beta/3)\Sigma n_i (r_i - R), \qquad (1)$$

где N_d — число непарных d-электронов атома, n_s — число его s-электронов, r_i — расстояние между ближайшими соседями атома, число которых обозначим n_i для i-й координационной сферы решетки металла. Для решеток типов $A2$ (кубическая объемноцентрированная) и $A3$ (гексагональная, плотно упакованная) $i = 1{,}2$, а для решетки типа $A1$ (кубическая гранецентрированная) $i = 1$ (ввиду того, что для последней $r_2 = 1{,}414\ r_1 \gg r_1$); верхний знак перед коэффициентом 0,642 и $\beta = 0$ здесь, а также далее в соотношениях (2), (5), (7)—(9) берутся для случая $r_1 < R$, нижний знак и $\beta = 1$ — для случая $r_1 > R$. Последний случай имеет место для Ni и Cu, первый — для остальных металлов. Сумма последних двух членов (1) положительна лишь для чистых ферромагнитных металлов (см. табл. 1).

2. Ферромагнитная точка Кюри θ чистых ферромагнитных металлов, согласно [2], равна

$$\theta = \frac{\theta_{dd}}{1 - \dfrac{0{,}15\,[(I_0/I) - 4]^2\, n_0}{b\,[1 - (2I_s/I)]\,N}},$$

где $\theta_{dd} = b/2k$ — точка Кюри, обусловленная одним лишь d — d-обменом, k — постоянная Больцмана, n_0 и N — число s-электронов и d-электронов в 1 см^3 соответственно, I_0 — интеграл обмена между s- и d-электронами в данном узле решетки, I — то же для соседних узлов соответственно, I_s — интеграл переноса s-электрона.

Ферромагнитная точка Кюри, по нашему предположению, определяется по формуле:

$$\theta = \frac{\theta_0}{1 - \dfrac{0{,}15\,\{\varepsilon_0/[2 \pm 0{,}642\,n\,(r_1 - R) - \beta] - 4\}^2\,[2 \pm 0{,}642\,n\,(r_1 - R) - \beta]\,n_s}{nn_d(1 + \beta)}}, \qquad (2)$$

где

$$\theta_0 = n[(1 + N_d^2)(n-1) - \beta n_s(n_s+2)/3]; \qquad (3)$$

здесь n — число ближайших соседей атома. Для Ni, α-Fe и γ-Fe с решетками типа $A1$, $A2$ и $A1$ соответственно $n = n_1$, а для Co $n = n_1 + n_2$ (ввиду того, что для Co $r_2 \approx r_1$, см. табл. 1). Далее,

$$\varepsilon_0 = -0{,}13\, N_d (N_d - n_s + \beta)/(N_d - 1). \qquad (4)$$

Таблица 1

Значения констант в формулах (1) и (6) и магнитных моментов ряда переходных металлов

Металл	R, Å	Тип решетки [1]	1) $r_1(n_1)$, Å[1] 2) $r_2(n_2)$, Å	$\Sigma i n_i (r_i - \ldots)$	$0{,}642 \cdot \Sigma_i n_i (r_i - R)$	$0{,}642 \cdot n_1 (r_1 - R)$	m_p теор., M_B	m_p, эксп., M_B	m, теор., M_B	m, эксп., M_B	N_d	n_d	n_s
Sc	4,0332	A3	{ 1) 3,24 (6) [4] 2) 3,31 (6) [4] }	−9,1	−5,84	−3,05	—	—	—	—	1	1	2
		A2	1) **3,17 (8)**; 3,20 [5]	−9,1	−5,84	−3,30	—	—	—	—	1	1	2
Ti	3,6432	A3	{ 1) 2,915(6) [4] 2) 2,953(6) [4] }	−8,5	−5,46	−2,81	3,46	3,40 [7]			2	2	2
		A2	1) **2,85(8)**; 2,84[5] 2,84 [6]	−8,5	−5,46	−4,09					2	2	2
V	3,3182	A2	{ 1) 2,6274(8) [4] 2) 3,0338(6) [4] }	−7,23	−4,64	−3,55	4,64	4,60 [7]			3	3	2
		A1	1) **2,715(12)**; 2,72[5] 2,70 [6]	−7,23	−4,64	−4,64					3	3	2
Cr	3,0582	A2	{ 1) 2,4929 (8) [4] 2) 2,8786 (6) [4] }	−5,60	−3,59	−2,90	3,59	3,60 [7]			4	4	[7]
		A1	1) **2,590(12)**; 2,60[5] 2,56 [6]	−5,60	−3,59	−3,59					4	4	2
Mn	2,8632	A6	{ 1) 2,582 (8) [4] 2) 2,669 (4) [4] }	−3,02	−1,94	−1,44	3,06	3,00 [7]			5	5	2
		A2	1) **2,48(8)**; 2,48 [5] 2,54 [6]	−3,02	−1,94						5	5	2
Fe	2,7332	A2	{ 1) 2,4777(8) [4] 2) 2,8610(6) [4] }	**−1,28**	−0,82	−1,31	3,18	3,20 [8][2] 3,15 [8][3]	2,18	2,22 [10]	4	6	2
Co	2,5382	A3	{ 1) 2,499(6) [4] 2) 2,507(6) [4] }	−0,42	−0,27	−0,27	3,18	3,20 [8][4] 3,15 [8][5]	1,73	1,71 [10]	3	7	2
Ni	2,4082	A1	1) 2,4868 (12) [4]	0,94	0,606	0,606	1,60	1,61 [8][6]	0,606	0,605 [10]	2	8	2
Cu	2,3432	A1	1) 2,551 (12) [4]	2,50	1,60	1,60	0,60				0	10	1

[1] Полужирным шрифтом даны вычисленные нами значения по соотношению (11).
[2] Из данных о сплавах Fe — V.
[3] Из данных о δ-Fe.
[4] При 1404° K.
[5] При 1230—1450° K.
[6] При 773—1123° K.
[7] Для атома кристаллического хрома $N_d = n_d = 4$; $n_s = 2$.

3. Обменная энергия. Известно, что в закон «трех вторых» для зависимости спонтанной намагниченности от абсолютной температуры вблизи 0 °K входит параметр

$$\theta' / k = Ae\,(2ec/0{,}1174)^{2/3},$$

где A — обменная энергия, $e = 1$ для Ni, $e = 2$ для Fe; $c = 1/2$, 1 и 2 для простой решетки и решеток типов $A2$ и $A1$ соответственно.

Допустим, что $c = 1 + \beta$, $e = N_d - n_s + \beta$, а обменная энергия равна

$$\frac{A}{k} = \frac{n}{e^2}\left[(n \pm 1) N_d^2 + \beta n_s (n_s + 2)/3\right]\left[2 \pm 0{,}642\, n (r_1 - R) - \beta\right], \quad (5)$$

где знак минус в первом члене берется для Ni, а знак плюс для остальных металлов.

4. Парамагнитный атомный магнитный момент. Атомный магнитный момент металла в парамагнитном состоянии p, по нашему предположению, равен:

$$m_p / M_B = N_d \pm 0{,}642\left[1 - (\gamma/3)\right]\sum_i n_i (r_i - R), \quad (6)$$

где знак минус и $\gamma = 1$ берутся для Ni и Co, а знак плюс и $\gamma = 0$ — для Fe и остальных металлов. Для антиферромагнитных Cr и V первый член в (6) не учитывается.

5. Постоянная Кюри на грамм-атом металла, по нашему предположению, равна:

$$C_a = \frac{LM_B^2}{k}\{(N_d - 1 + \gamma)(N_d + 1 + \gamma)/\varphi \pm$$
$$\pm \varepsilon_0 / [2 \pm 0{,}642\, n (r_1 - R) - \beta] - 4\}\, n_s (n_s + 2), \quad (7)$$

где L — число атомов в грамм-атоме, знак плюс перед ε_0 и $\varphi = 3$ берутся для металлов, ферромагнитных в чистом виде, знак минус и $\varphi = 1$ — для парамагнитных металлов в чистом виде и для γ-Fe (причем $LM_B^2 = 0{,}38\, k$).

6. Парамагнитная точка Кюри, по нашему предположению, выражается аналогично (2), а именно:

$$\theta_p = \pm \frac{\theta_0}{1 - \dfrac{0{,}15\{\varepsilon_0 / [1 \mp 0{,}642\, n (r_1 - R) - 4]\}^2 [1 \mp 0{,}642\, n (r_1 - R)]\, n_s}{n n_d (1 + \beta)}}, \quad (8)$$

где знак плюс берется для ферромагнитных металлов в чистом виде, а знак минус для парамагнитных металлов в чистом виде и для $\gamma = \mathrm{Fe}$; знаки перед коэффициентом 0,642 противоположны тем, которые берутся в формуле (2).

7. Температурно-независимая восприимчивость. Известно, что магнитная восприимчивость на грамм-атом при температурах $T > \theta$ (в °K), равна:

$$\chi_a = \chi_{0a} + C_a / (T - \theta_p),$$

где χ_{0a} — температурно-независимая восприимчивость на грамм-атом. Последняя, согласно [3], равна:

$$\chi_{0a} = \left\{1 + \frac{N\left[1 - (2I_s / I_p)\right]\left[1 - (\theta_{dd} / \theta_p)\right]}{0{,}15\, n_0 \left[(I_0 / I_p) - 4\right]}\right\} \frac{0{,}15\, n_0 \theta_p M_B^2}{\theta_{dd} (0{,}5\, I_p - I_s)}.$$

Температурно-независимая восприимчивость, по нашему предположению, равна:

$$\chi_{0a} = 10^{-5}\left\{1 / [2 \pm 0{,}642\, n (r_1 - R) - \beta] + \right.$$
$$\left. + [\varepsilon_0 / [2 \pm 0{,}642\, n (r_1 - R) - \beta] - 4] \frac{(N_d - 1 + \gamma)}{n (n_d + 1 - \gamma)}\right\} \times$$
$$\times \left\{1 - \frac{0{,}15\,[2 \pm 0{,}642\, n (r_1 - R) - \beta]}{n (n_d + 1 - \gamma)} [\varepsilon_0 / (2 \pm 0{,}642\, n (r_1 - R) - \beta) - 4]^2 n_s\right\}. \quad (9)$$

8. Межатомные расстояния в двух модификациях металла. Допустим, что для двух основных модификаций каждого металла со структурами типа $A2$ и $A1$, характеризующимися координационными числами 14 и 12 соответственно, имеет место соотношение

$$\sum_i n_i (r_i - R) = \text{const}, \tag{10}$$

из которого следует, что по известному межатомному расстоянию в одной модификации можно найти таковое в другой, а именно

$$r_{12} = 1{,}2441\, r_{14} - 0{,}1667\, R, \tag{11}$$

где индексы соответствуют координационным числам в обеих модификациях.

Таблица 2

Значения некоторых магнитных параметров ферромагнитных металлов

Металл	θ_0, °K	θ, °K		θ', °K		A/k		C_a		θ_p, °K		$\chi_0 10^6$	
		теор.	экспер.	теор.	экспер.	теор.	экспер.	теор.	экспер.	теор.	экспер.	теор.	экспер.
Ni	628	637	631 [10]	2354	2310 [11] 2380 [12]	224	220 [11] 226 [12]	0,306	0,322 [8]	656	650 [8]	2,32	2,34 [13]
Co	1320	1386	1393 [10]	6785	—	1025	—	1,251	1,228 [8]	1432	1428—1403 [8]	—	—
α-Fe	952	1043	1043 [10]	4182	3850 [11] 4360 [12]	199	183 [11] 207 [12]	1,215	1,265 [8]	1119	1101 [8]	—	—
γ-Fe	2244	—	—	—	—	—	—	6,45	6,45 [8] 6,73 [12]	—2500	—2800 [8]	—	—

Из табл. 1 и 2 видно, что вычисленные и экспериментальные значения рассматриваемых величин удовлетворительно согласуются. Переходим к сплавам.

II. Ферромагнитные сплавы

Рассмотрим бинарные неупорядоченные ферромагнитные сплавы Fe—Ni, Fe — Co, Fe — Cr и Fe — V. Из перечисленных сплавов нейтронографическим методом изучены лишь первый и третий сплавы [14]. В настоящем сообщении обсудим атомные магнитные моменты $\overline{m}$, m_A и m_B сплава и его компонентов A и B соответственно, так как лишь они и были определены указанным методом. Последним измеряется разность $m_A - m_B$, тогда как, например, баллистическим методом — $\overline{m}$. Сочетание обоих методов позволяет определить каждый из «индивидуальных» моментов компонентов в отдельности.

При помощи предложенных нами соотношений вычислим как $\overline{m}$, так и m_A и m_B. По аналогии с соотношением (1) для чистых металлов допустим, что атомный магнитный момент, например компонента A, ферромагнитного в чистом виде (Co, Ni и Fe), равен:

$$m_A / M_B = N_{dA} - n_{sA} + 1 + 0{,}642 \sum_i n_i (r_i - R_A) \lambda_A^2 +$$

$$+ 0{,}642\, n_1 (r_1 - \overline{R}) \lambda_B, \tag{12}$$

а, например, для компонента B, неферромагнитного в чистом виде (Cr, V и др.),

$$m_B / M_B = (N_{dB} - n_{sB}) \lambda_B^2 \pm \left[1 \pm 0{,}642\, n_1 (r_1 - R_B) \lambda_B + \right.$$

$$\left. + 0{,}642\, n_1 (R_A - R_B) \lambda_B \right], \tag{13}$$

где

$$\overline{R} = \lambda_A R_A + \lambda_B R_B; \qquad (14)$$

здесь λ_A и λ_B — атомные концентрации компонентов A и B; остальные величины, входящие в (12)—(14), имеют тот же смысл, что и для чистых металлов. Знак плюс перед коэффициентом 0,642 берется в случае $r_1 < \overline{R}$, а знак минус — в случае $r_1 > \overline{R}$. Для антиферромагнитных в чистом виде Cr и V первые два члена в (13) не учитываются, знак плюс перед квадратными скобками в (13) соответствует твердому раствору Cr и V в Co и Ni, а знак минус — твердым растворам тех жее элементов в Fe. Средний атомный магнитный момент сплава представим в виде

$$\overline{m} = \lambda_A m_A + \lambda_B m_B. \qquad (15)$$

Сплавы Fe — Ni и Fe — Co

На рис. 1 приведены вычисленные и экспериментальные значения моментов для сплавов с решетками ти-

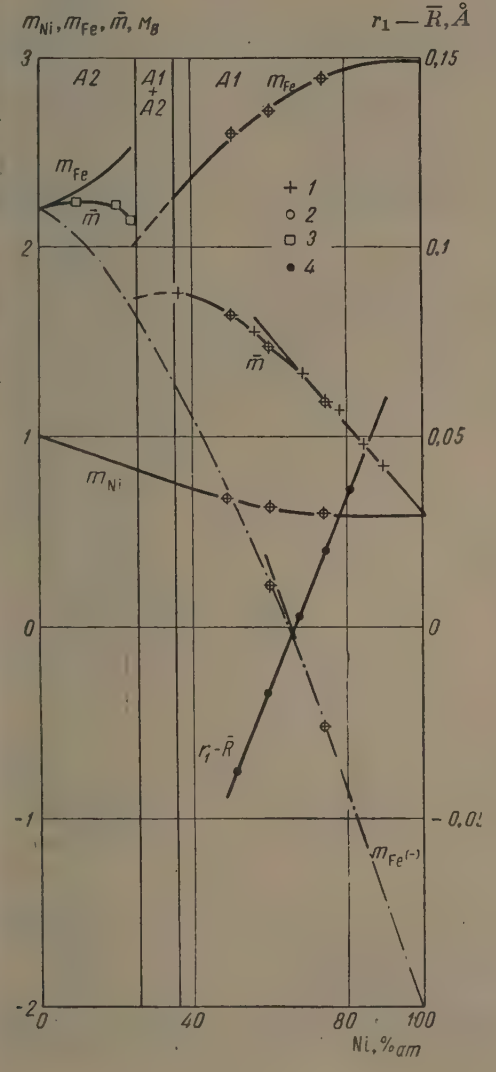


Рис. 1

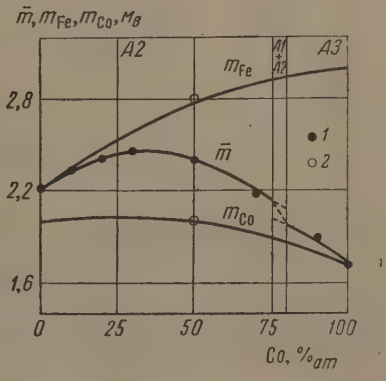


Рис. 2

Рис. 1. Значения магнитных моментов m_{Ni}, m_{Fe}, $\overline{m}$, а также $r_1 - \overline{R}$ для сплавов Fe—Ni. Кривые вычислены. Точки экспериментальные: *1* — Кондорский и Федотов [11]; *2* — Шалл и Уилкинсон [14]; *3* — Пешар [15]; *4* — Марш [16]

Рис. 2. Значения магнитных моментов m_{Fe}, m_{Co}, $\overline{m}$ для сплавов Fe — Co. Кривые вычислены. Точки экспериментальные: *1* — Вейсса и Форрера [10]; *2* — Шалл и Уилкинсон [14]

пов $A2$ и $A1$; ход моментов m_{Fe} и $\overline{m}$ в промежуточной области с решетками $A1 + A2$ показан пунктиром. При концентрациях от 100 %ат. Ni до примерно 67 %ат Ni момент m графически изображается прямой, отклонение от которой начинается приблизительно при 67 %ат Ni. При той же концентрации прямолинейный ход момента $m_{Fe(-)}$, изображенного пунктиром,

сменяется криволинейным и, кроме того, $r_1 > R$, где $m_{Fe(-)}$ — значение m_{Fe}, полученное из разности $m_{Fe} - m_{Ni} < 0$, даваемой нейтронографическим методом, тогда как значения m_{Fe}, приведенные на сплошной кривой, соответствуют разности $m_{Fe} - m_{Ni} > 0$. Аналогичная картина для сплавов Fe—Co дана на рис. 2.

Сплавы Fe—Cr и Fe—V. На рис. 3 и 4 показано, что с ростом концентрации Cr и V моменты последних увеличиваются от $-1M_B$ до 0, достигая 0 при концентрациях, для которых параметр решетки сплава $a = \bar{R}$ (40 %ат Cr и 20 %ат V). При этих же концентрациях начинается отклонение от прямолинейного хода m_{Fe}.

В случае твердых растворов, например Cr в Co и Ni, момент Cr

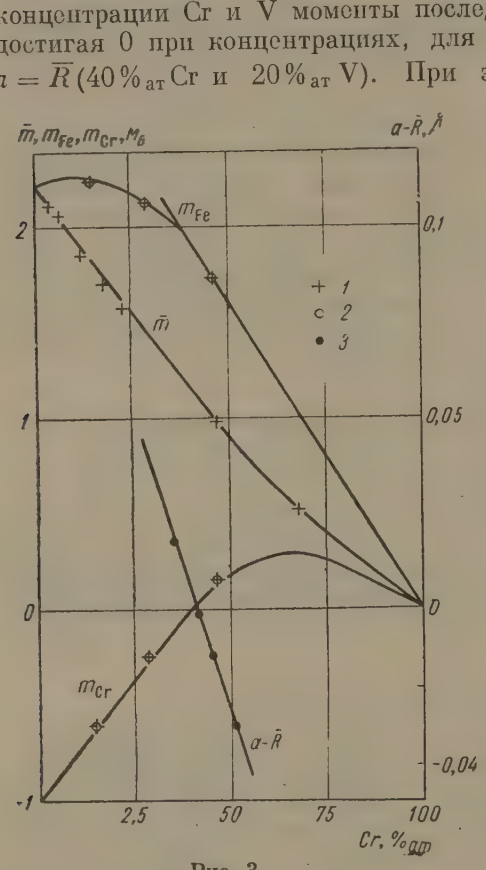


Рис. 3

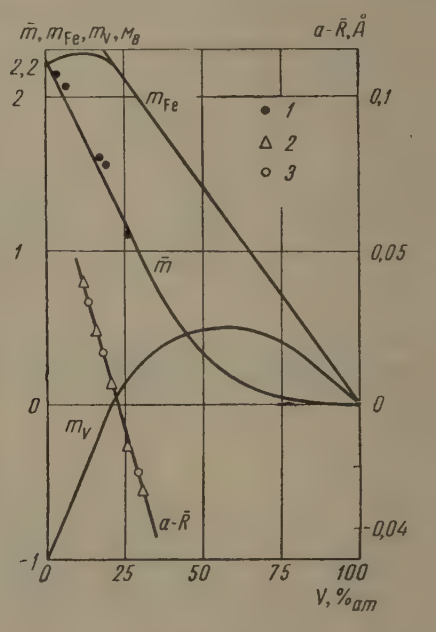


Рис. 4

Рис 3. Значения магнитных моментов m_{Fe}, m_{Cr}, $\bar{m}$, а также $a - \bar{R}$ для сплавов Fe — Cr. Кривые вычислены. Точки экспериментальные: *1* — Фалло [17], *2* — Шалл и Уилкинсон [14], *3* — Эдкок [18]

Рис. 4. Значения магнитных моментов m_{Fe}, m_V, $\bar{m}$, а также $a - \bar{R}$ для сплавов Fe—V. Кривые вычислены. Точки экспериментальные: *1* — Фалло [17], *2* — Нишияма [19], *3* — Осава [19]

меняется от $1M_B$ (при $\lambda_{Cr} = 0$) до $-6{,}40$ M_B (при $\lambda_{Cr} = 100$ %ат) для сплавов Co — Cr и до $-3{,}40$ M_B для сплавов Ni — Cr. При этом изменение момента m_{Cr} на 100 %ат Cr составляет 7,40 M_B и 4,40 M_B соответственно, т. е. такие же величины, как в опытах со слабыми твердыми растворами, для изменения $\bar{m}$ [7].

Заключение

Предложенные соотношения дают значения, удовлетворительно согласующиеся с опытом, в частности с данными нейтронографического метода. Желательно проверить экспериментально указанным методом полученные нами результаты и для таких сплавов, магнитная структура которых этим методом до сих пор не изучена.

Цитированная литература

1. Гальперин Ф. М., Ж. эксперим. и теор. физ., 34, 1000 (1957).
2. Вонсовский С. В., Власов К. Б., Ж. эксперим. и теор. физ., 25, 327 (1953).
3. Вонсовский С. В., Власов К. Б. Физика металлов и металловедение, 2, 403 (1956).
4. Neuburger M. C., Z. Kristallogr., 93, 1 (1936)
5. Паулинг Л., Природа химической связи, стр. 392—396. — Госхимиздат, 1947
6. Sutton A. L., Hume-Rothery W., Phil. Mag., 46, 383 (1935).
7. Sadron Ch., Ann. Phys., 17, 371 (1932).
8. Sucksmith W., Pearce R. R., Proc. Roy. Soc. A, 167, 189 (1938).
9. Клемм В., Магнетохимия, стр. 189.— Химиздат, 1938.
10. Бозорт Р., Ферромагнетизм. — ИЛ, М., 1956.
11. Кондорский Е. И., Федотов Л. Н., Изв. АН СССР, Сер. физ., 16, 432 (1952).
12. Fallot M., J. Phys. et. radium., 5, 153 (1944).
13. Чечерников В. И., Диссертация.— МГУ, 1956.
14. Shull C. G., Wilkinson M. K., Phys. Rev., 97, 304 (1955).
15. Peshard M., Rev. de Met., 22, 490, 581, 663 (1925).
16. Marsh S., Alloys Iron and Nickel, 1, 45 (1937).
17. Fallot M., Ann. Phys., 6, 305 (1936).
18. Adcock E., J. I. S. I., 124, 99 (1931).
19. Osawa A. K., Nisjama L. J., Z. Kristallogr. SBI. (1928).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. Н. СЫРКИН

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ЭФФЕКТА В ФЕРРИТАХ

Измерения зависимости начальной проницаемости μ_0 от величины растягивающего напряжения σ для некоторых никель-цинковых ферритов [1] подтверждают предположение о том, что начальная проницаемость этих ферритов создается процессами вращения. Такой же вывод может быть получен из результатов проведенных нами измерений μ_0 ферритов в зависимости от величины всестороннего (гидростатического) давления p. Измерения μ_0 проводились на двух частотах (50 и 100 kHz) при давлениях до 65 атм; соответствующие точки прямого и обратного хода кривых μ_0 (p) совпадают.

Для феррита никеля ($T_{обж} = 1400°$, 2 часа; $\mu_0 \approx 37$) обнаружено возрастание μ_0 с давлением (рис. 1).

Величина намагничивающего тока поддерживалась при измерениях неизменной (что соответствовало $H_m \approx 0{,}05$ Oe) поэтому, пользуясь кривыми рис. 1 и термодинамическим соотношением

$$\left(\frac{\partial \omega}{\partial H}\right)_p \approx -\frac{H}{4\pi V_0}\left(\frac{\partial \mu_0}{\partial p}\right)_H^{*},$$

можно найти производную $\partial\omega/\partial H$ ($\omega = \Delta V/V_0$) объемной магнитострикции при $p \to 0$.

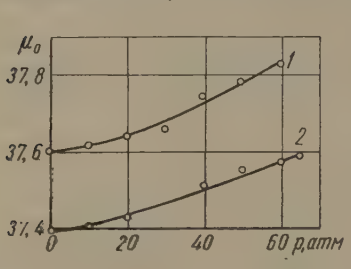


Рис. 1. Зависимость μ_0 феррита никеля от всестороннего давления p при различных частотах переменного поля: *1* — 50 kHz, *2* — 100 kHz

Величина $\partial\omega/\partial H$ оказывается равной около $-5 \cdot 10^{-12}$ Oe^{-1}.

По-видимому, зависимость $\omega(H)$ в данном случае объясняется в основном эффектом кристаллографической анизотропии, что подтверждает предположение о преобладании процессов вращения в механизме образования начальной проницаемости феррита никеля.

Для образцов Ni — Zn феррита с начальной проницаемостью 88 никакой зависимости μ_0 от p не обнаружено (при изменении p от 0 до 65 атм), что, возможно, для данного феррита объясняется доминирующим значением процесса смещения границ в малых полях.

Нами изучалось также влияние одностороннего сжатия на намагниченность и магнитную индукцию в ферритах (в постоянных магнитных полях), которое во многих случаях весьма существенно.

Иногда зависимость $B(\sigma)$ носит сложный характер и не может быть интерпретирована при помощи известных термодинамических соотношений (что вполне естественно, так как эти соотношения справедливы лишь для обратимых процессов и равновесных состояний).

С ростом напряженности намагничивающего поля в некоторых ферритах наблюдается изменение знака магнитоупругого эффекта (точка Виллари), хотя нет оснований предполагать, что изменяется знак магнитострикции. Причина этого явления пока остается неясной.

* Непосредственно следует из выражений:

$$(\partial V/\partial H)_p = -(\partial I/\partial p)_H;\ (\partial \mu/\partial p)_H \approx 4\pi/H\ (\partial I/\partial p)_H;\ V = V_0(1+\omega),$$

где V_0 — объем тела при $H = 0$.

Характер магнитоупругих эффектов в ферритах резко зависит от условий эксперимента.

Из сравнения кривых рис. 2 (получены при коммутировании намагничивающего тока) и кривых рис. 3 (получены путем измерения первого отброса баллистического гальванометра с последующим снятием нагрузки и размагничиванием) видно, что если не производить коммутирования, то стационарное магнитное состояние материала при изменении внешней нагрузки нарушается точно так же, как и при изменении намагничивающего поля.

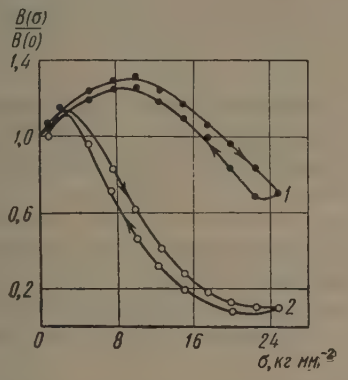


Рис. 2

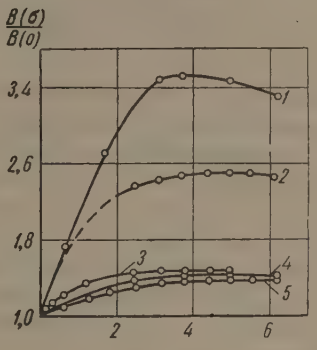


Рис. 3

Рис. 2. Индукция в феррите никеля B как функция давления σ. Кривые получены при коммутировании тока. *1*— $B(0) = 1400$ Gs, *2* — $B(0) = 620$ Gs

Рис. 3. Индукция в феррите никеля B как функция давления σ, кг мм$^{-2}$. Кривые получены без коммутирования тока путем измерения первого отброса гальванометра при нагруженном образце с последующим снятием нагрузки и размагничиванием. Значения $B(0)$ в Gs; *1* — 320, *2* — 360, *3* — 1110, *4* — 1410, *5* — 2000

При этом индукция (намагниченность) во всех случаях резко возрастает, что можно объяснить интенсивной переориентацией доменов, вызванной упругой волной [2]. Как видно из рис. 2, в феррите никеля наблюдается значительный магнитоупругий гистерезис.

Дальнейшие исследования магнитоупругих эффектов в ферритах в области технической кривой намагничивания будут способствовать решению ряда вопросов, связанных с механизмом действия магнитных сил в ферритах (соотношение между процессами смещения и вращения при намагничивании и т. д.). Кроме того, эти исследования могут дать важные практические результаты.

Цитированная литература

1. Smit I., Wijn H., Advance in Electronics and Electron. Phys., 6, 69 (1954).
2. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм.— ГИТТЛ, 1948.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

З. И. АЛИЗАДЕ

О НОВЫХ ВЫСОКОСТРИКЦИОННЫХ СПЛАВАХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ Fe — Pt, Fe — Pd И Ni — Pd

Важные сведения для дальнейшего развития теории и для практики может дать изучение магнитострикции двойных и многокомпонентных сплавов ферромагнитных элементов восьмой группы с неферромагнитными элементами той же группы.

Нами исследовалась магнитострикция сплавов Fe — Pt, Fe — Pd и Ni — Pd в широком интервале концентрации платины и палладия в Fe и палладия в Ni. Были изготовлены 26 образцов таких сплавов, в том числе один образец из чистого Fe (99, 99%) и один из чистого Ni (9,99%), которые использовались нами в качестве эталонов для контроля работы измерительных установок.

После соответствующих механических обработок (прокатки, волочения) все образцы гомогенизировались в вакууме при температуре 1150°

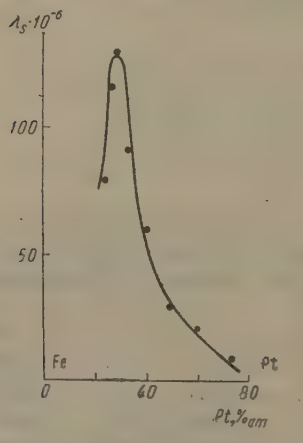


Рис. 1. Зависимость магнитострикции насыщения λ_s сплава Pt — Fe от концентрации

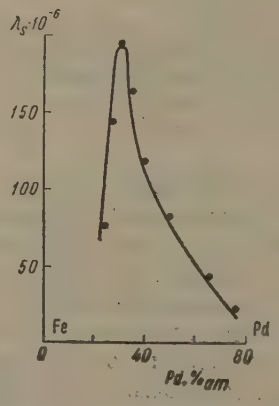


Рис. 2. Зависимость магнитострикции насыщения λ_s сплава Pd — Fe от концентрации

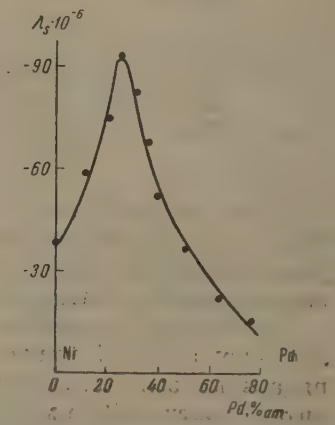


Рис. 3. Зависимость магнитострикции насыщения λ_s сплава Pd — Ni от концентрации

в течение 12 час. Затем они подвергались быстрому охлаждению до комнатной температуры со скоростью 250° в минуту.

После такой термообработки исследовалась магнитострикция этих сплавов. Для измерения магнитострикции нами был использован метод тензодатчиков [1, 2]. Точность измерения магнитострикции при помощи тензодатчиков на нашей экспериментальной установке была доведена до 3—5%.

На рис. 1 приведены результаты исследования магнитострикции насыщения сплавов двойной системы Fe—Pt в широком интервале концентраций.

Из кривой, приведенной на рис. 1, следует, что магнитострикция насыщения всех исследованных образцов двойных сплавов системы Fe — Pt

положительна, как у сплавов Fe — Co. В этой системе максимальной стрикцией насыщения $\lambda_s = +130 \cdot 10^{-6}$ обладает сплав вблизи состава Fe_3Pt (примерно 30% ат. Pt и 70% ат. Fe).

На рис. 2 приведены результаты исследования магнитострикции насыщения сплавов двойной системы Fe — Pd в широком интервале концентрации. Видно, что магнитострикция насыщения сплавов двойной системы Fe — Pd, аналогично стрикции насыщения сплавов Fe — Pt и Fe — Co, положительна, а максимальной стрикцией насыщения $\lambda_s = +194 \cdot 10^{-6}$ обладает сплав вблизи состава Fe_3Pd (примерно 30% ат. Pd и 70% ат. Fe).

Из сопоставления кривых, приведенных на рис. 1 и 2, видно, что ход кривых изменения магнитострикции насыщения в зависимости от концентрации Pt и Pd в Fe для этой серии сплавов почти аналогичен.

На рис. 3 приведены результаты исследования магнитострикции насыщения двойных сплавов Ni — Pd. Из них следует, что в системе Ni—Pd максимальной стрикцией насыщения обладает сплав вблизи состава Ni_3Pd (примерно 25% ат. Pd и 75% ат. Ni), стрикция насыщения которого равна $\lambda_s = -94 \cdot 10^{-6}$, т. е. приблизительно в три раза больше, чем для чистого Ni.

В результате исследования было установлено, что в противовес сплавам Fe — Pt и Fe — Pd в двойной системе Ni — Pd имеется ряд сплавов с высокой отрицательной стрикцией насыщения.

Таким образом, установлено, что действительно в составы двойных сплавов Fe — Pt, Fe — Pd и Ni — Pd входит ряд сплавов как с максимальной положительной (Fe — Pt и Fe — Pd), так и с максимальной отрицательной (Ni — Pd) стрикцией насыщения.

Азербайджанский
политехнический институт

Цитированная литература

1. Акулов Н. С., Волков Д. И., Вестн. Моск. ин-та, 10, 29 (1949).
2. Goldman J., Phys. Rev., 72, 529 (1947).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

ЗАМЕЧАНИЯ ПО ДОКЛАДАМ

По докладу Л. И. Рабкина, С. А. Соскина и Б. Т. Эпштейна

«СИНТЕЗ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА» (т. 22, № 10, 1217)

Ю. В. БАСИХИН

Метод линий «фиксированной» валентности ионов марганца Mn^{2+}, Mn^{3+}, Mn^{4+} позволяет определить теоретические границы твердых растворов ферритов $Mn^{2+}Fe_2O_4$, $MgFe_2O_4$ и манганитов — $MgMn_2^{3+}O_4$, Mn_3O_4 и $Mg_2Mn^{4+}O_4$ в диаграмме $MgO — MnO_t — Fe_2O_3$ (где $t \geqslant 1$).

Магнитные шпинели с четкой прямоугольной петлей гистерезиса образуются из твердых растворов соединений:

$$Mn^{2+}Fe_2O_4,\ MgFe_2O_4 \text{ и } MgMn_2^{3+}O_4.$$

Наличие ионов Mn^{2+} и Mn^{3+} предопределяет особенности технологии приготовления данных твердых растворов. Имеются основания считать взаимодействие ионов Mn^{2+} и Mn^{3+} определяющим электропроводность и ряд других свойств материалов с прямоугольной петлей гистерезиса.

Молекулярные доли $MnFe_2O_4$, $MgFe_2O_4$ и $MgMn_2O_4$ определяют гамму магнитных, электрических и других свойств данных материалов.

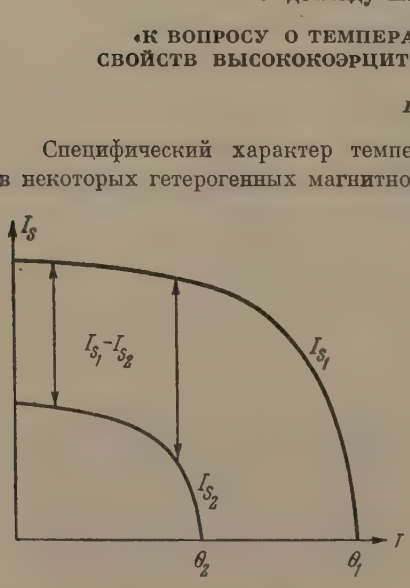
Подробное изложение теоретического анализа химической природы материалов диаграммы $MgO — MnO_t — Fe_2O_3$ будет опубликовано несколько позднее.

По докладу Н. А. Баранова и Я. С. Шур

«К ВОПРОСУ О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ СПЛАВОВ» (т. 22, № 10, стр. 1272)

К. Б. ВЛАСОВ

Специфический характер температурной зависимости коэрцитивной силы H_c в некоторых гетерогенных магнитножестких материалах (например таких, о которых речь идет в докладе Шура и Барановой), а именно, наличие максимума у кривой температурной зависимости H_c можно объяснить, если предположить, что H_c в этих материалах в основном определяется анизотропией энергии магнитных полей рассеяния (внутренних размагничивающих полей). Эта анизотропия может определяться тем, что выделения одной из фаз обладают вытянутой формой или что их распределение в пространстве носит анизотропный характер. Если как выпадающая фаза, так и матрица являются ферромагнитными, то энергия полей рассеяния будет пропорциональна квадрату разности самопроизвольных намагниченностей этих фаз $(I_{s_1} — I_{s_2})^2$. Эта энергия, при наличии ее анизотропии, будет играть роль константы анизотропии в выражении для H_c. Из схематического рисунка видно, что, если ферромагнитные фазы (выпадающая фаза и матрица) имеют при этом еще различные значения точек Кюри θ_1 и θ_2, то разность $(I_{s_1} — I_{s_2})$ а, следовательно, и коэрцитивная сила H_c могут в некотором интервале температур расти с увеличением температуры.



По докладу Н. А. Смолькова и Ю. П. Симанова

«СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $NiFe_2O_4 \rightarrow MgFe_2O_4$» (т. 23, № 3, стр. 307)

Б. Е. ЛЕВИН и Л. И. КОНТОРОВИЧ

К ВОПРОСУ О ТЕРМОДИНАМИКЕ РЕАКЦИЙ ФЕРРИТООБРАЗОВАНИЯ

В процессе изготовления ферритов из чистых окислов реакция образования ферро-шпинелей проходит в твердой фазе. В пределах температур обжига обычно применяемых в производстве ферритов, т. е. до 1350°, жидкая фаза или совсем не образуется (например, в магний-алюминиевых, магний-хромовых, магний-марганцевых ферритах), или образуется в незначительных количествах.

Согласно правилу фаз применительно к системам с постоянным давлением $C = K + 1 - F$ для реакции

$$MeO + Fe_2O_3 = MeFe_2O_4$$

$F = 3$, $K = 2$ и, следовательно C, т. е. число степеней свободы, равно нулю.

Так как в данном случае при постоянном давлении переменным фактором является только температура, то очевидно, существует такая температура, выше которой процесс образования ферритов получает термодинамическую вероятность.

Температура, начиная с которой реакция образования феррита получает развитие, может быть теоретически определена на основании расчетов температурной зависимости величины свободной энергии реакции ферритизации.

Значительные затруднения возникают при выброе термохимических данных для реакций образования ферритов, представляющих практический интерес, так как большинство термодинамических характеристик процессов ферритообразования из чистых окислов при повышенных температурах отсутствует. Еще большие осложнения возникают при рассмотрении системы технических материалов, поскольку в зависимости от содержания тех или иных примесей возможно протекание реакций, характеризующихся несколькими степенями свободы.

В отечественной и зарубежной литературе [1—5] удалось обнаружить данные о термодинамических свойствах только применительно к ферриту магния ($MgO + Fe_2O_3 = MgFe_2O_4$).

Выводы

1. Термодинамический анализ реакций ферритизации показывает, что процесс получения ферритов в твердой фазе характеризуется системой без степеней свободы.
2. Существует термодинамическая вероятность протекания реакции образования магниевого феррита из чистых окислов при температурах вплоть до 298°K и ниже.
3. В зависимости от присутствия примесей процесс образования ферритов из технических материалов происходит в сложной термодинамической системе и может характеризоваться несколькими степенями свободы. Определение вероятности протекания реакций ферритизации в этих случаях возможно после накопления экспериментальных термохимических характеристик процессов образования ферритов.

Цитированная литература

1. Левин Б. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 519 (1954).
2. Елютин В. П., Павлов Ю. А., Левин Б. Е., Производство ферросплавов.— Металлургиздат, 1951.
3. Bommickson K. R., J. Amer. Chem. Soc. 6, 1480 (1954).
4. King E. G., J. Amer. Chem. Soc., 22, 5849 (1954).
5. Кубашевский К., Эванс Н. Е., Термохимия сплавов.— ИЛ, 1954.

По докладу Р. В. Телеснина и Е. Ф. Курицыной

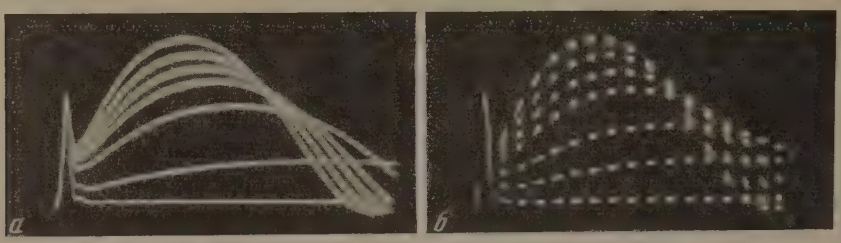
«О СКОРОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРИТОВ» (т. 23, № 3, стр. 352)

Д. Е. БОНДАРЕВ

Авторы вели наблюдения в полях, в десятки раз превосходящих коэрцитивную силу, и полученные ими данные относятся к напряженности этих полей.

Однако в полях, около коэрцитивной силы авторы ссылаются на результаты исследования Менюк и Гуденафа [1], которые наблюдали только один максимум, что и заставило их сделать заключение об отсутствии в ферритах первого максимума. Однако опыт этого не подтверждает.

При импульсном намагничивании ферритов с тщательной регулировкой амплитудно-временных соотношений наличие двух максимумов отчетливо наблюдается. Характерно, что как первый, так и второй максимумы при воздействии внешних магнитных



полей одинаково вырождаются в импульс с одним максимумом. На рисунке (*а* и *б*) представлено семейство осциллограмм выходных импульсов с компенсацией внешними полями. Цена метки 0,5 мксек. Первый максимум, вероятно, связан с быстрым вращением вектора намагничивания преимущественно ориентируемых доменов; наличие второго максимума, по-видимому, обусловлено эффектом магнитного последействия и влиянием полей микротоков.

Цитированная литература

1. Menyuk N., Goodenaugh J., J. Appl. Phys., 26, 8 (1955).

Ю. М. ШАМАЕВ

СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЕРРИТОВ

Как показали различные исследования [1], динамические характеристики ферритов могут быть описаны уравнением $f(B, H, dB/dt \cdots) = 0$, связывающим B, H с их производными. Геометрическим изображением этой связи являются гиперповерхности в фазовом пространстве [1]. В то же время этому уравнению можно сопоставить одну или несколько электрических схем, которые и будут схемой замещения феррита.

Таким образом, динамическая характеристика может быть представлена трояко: поверхностью, уравнением и схемой замещения. Представление характеристики в виде поверхности имеет большую наглядность и позволяет производить графоаналитические расчеты. Для аналитических расчетов, очевидно, предпочтительно пользование уравнением. При рассмотрении электрических схем, включающих катушки с ферритовыми сердечниками, наиболее удобно пользоваться схемами замещения ферритов.

При импульсном перемагничивании ферритов коэффициент связи оказывается близким к единице (поток рассеяния почти отсутствует). Следовательно, схема замещения представляет параллельную цепочку L и r (r учитывает потери в сердечнике). Линейная схема замещения подобного вида соответствует учету вязкости по Аркадьеву [2].

В действительности, как показывает опыт, линейная схема замещения, даже более сложного вида, не может сколько-нибудь точно описать поведение ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса при импульсном перемагничивании. Тем более мало соответствует действительности схема замещения одним активным сопротивлением по Сандсу [3], хотя она дает приближенные энергетические соотношения.

Цитированная литература

1. Поливанов К. М., Ферромагнетики. Основы технического применения.— ГЭИ, 1957.
2. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1.— ОНТИ, 1934; ч. 2 — 1936.
3. Sands E. A., Proc. I. R. E., 40, *10*, 1246 (1952); 41, *8*, 993 (1953).

Ю. М. ШАМАЕВ, Г. Ф. ЛИСИЦЫН и А. И. ПИРОГОВ

К ВОПРОСУ О ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФЕРРИТОВ

1. Из анализа различных экспериментальных данных известно, что динамика процесса перемагничивания ферромагнетика в каждом конкретном случае характеризуется своей петлей $B(H)$, и непосредственного определяющего влияния статической петли $B(H_{ст})$ на динамику процесса не существует.

На динамику процесса перемагничивания в синусоидальных полях влияют частота и амплитуда, в импульсных — форма и амплитуда импульса, а статическая петля гистерезиса является лишь частным случаем динамической характеристики при медленном перемагничивании материала ($dB/dt \approx 0$).

Экспериментальные исследования показывают, что характеристики $B(H)$ при различных режимах перемагничивания существенно различны.

Аналогичные результаты имеют место и при исследовании в синусоидальном поле: характеристики различны при одинаковой амплитуде и разной частоте, при одной частоте и различной амплитуде.

2. Установка для исследования динамических характеристик ферритов включала в себя генератор импульсов тока и два индикатора для наблюдения за процессом перемагничивания и контролем импульсов тока. Амплитуда тока плавно регулируется от 0 до 9 А, что соответствует максимальной напряженности поля в исследуемых образцах, порядка 100 Ое. Фронт, практически близкий к линейному, плавно регулировался от 0,02 до 0,8 мксек, длительность импульсов была фиксирована и равнялась 1,0 мксек. В качестве индикаторов применялись осциллографы типа ИО-4, в которых был изменен вход, в результате чего входная емкость,не превосходящая 10 pF, обеспечивала необходимую широкополосность. Это было достигнуто применением трубки 13Л03 и осуществлением выводов отклоняющих пластин на верхнюю панель. Последнее оказывается существенным, так как вывод пластин на переднюю панель не дает удовлетворительных результатов: входная емкость оказывается равной 45 pF.

На этой установке было исследовано большое количество различных типов ферритов (ВТ-1, ВТ-2, ВТ-4, серии К и др.). Все результаты экспериментально

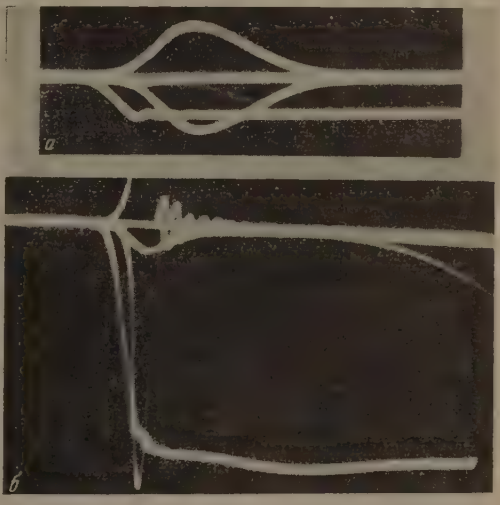


Рис. 1. Совмещенные осциллограммы токов и напряжений: *а* — амплитуда намагничивающего тока $I_m = 1{,}3$ А, длительность фронта 0,03 мксек, амплитуда напряжения $U_m = 18{,}5$ V, время перемагничивания $\tau = 0{,}12$ мксек; *б* — амплитуда намагничивающего тока $I_m = 8{,}0$ А, длительность фронта 0,03 мксек, время перемагничивания $\tau = 0{,}02$ мксек, а амплитуда напряжения $U_m = 94$ V

подтверждают необходимость учитывать дополнительные характеристики динамики процессов в ферритах, т. е. связь B, H с их производными.

На связь B, H и производной dB/dt при учете вязкости указывал еще Аркадьев [1]. Необходимость в общем случае учитывать другие производные показана Поливановым [2].

3. Характер процессов перемагничивания и результаты обработки экспериментальных данных дают возможность утверждать, что все основные зависимости различных марок ферритов имеют аналогичный вид.

На рис. 1, *а* и *б* приведены осциллограммы импульсов токов,снимаемых с контрольного сопротивления, и напряжения на измерительной обмотке. Как видно, перемагничивание феррита может происходить за время, большее (рис. 1, *а*) или меньшее (рис. 1,*б*), чем время нарастания импульса тока ($\tau_{фр}$).

Если перемагничивание происходит за время, меньшее времени нарастания тока, очевидно, что зависимость τ от амплитуды тока сказывается постольку, поскольку изменяется скорость нарастания тока di/dt при постоянной длительности фронта тока. Поэтому характер при перемагничивании за время, меньшее $\tau_{фр}$, и за время, большее чем $\tau_{фр}$, существенно различен. Этим объясняется характерное искривление характеристики вида $1/\tau = f(H_m)$, наблюдающееся при амплитуде намагничивающего поля H_m, которое может быть названо критическим $H_{кр}$, когда время перемагничивания τ равно длительности фронта $\tau_{фр}$.

Искривление характеристики может наблюдаться также при значениях внешнего поля меньше критического, в этом случае оно объясняется несовершенством индикаторного устройства, широкополосность которого недостаточна для пропускания без искажений импульсов напряжения.

Только при обеспечении максимальной крутизны нарастания импульса перемагничивающего поля, достаточной широкополосности осциллографического индикатора, а также достаточно совершенной методики измерений сверхкоротких импульсов можно определять с необходимой точностью характеристики магнитного материала.

Были сняты импульсные характеристики $1/\tau = f(H)$ для различных ферритов при различных постоянных значениях времени нарастания импульса перемагничивающего поля. Определение времени перемагничивания τ производилось по импульсам напряжения на обмотке феррита на уровне $0{,}1\,U_m$ от основания импульса напряжения.

Полученные характеристики в большом диапазоне изменения намагничивающего поля хорошо аппроксимируются выражением вида $(H - H_0)\tau = S_w$.

Следует обратить внимание (рис. 1) на существование запаздывания во времени между импульсом тока и импульсом напряжения, которое можно объяснить наличием стартового поля, начиная с которого происходит перемагничивание сердечника. В первом приближении можно считать, что величина стартового поля не зависит от режима перемагничивания и близка практически коэрцитивной силе H_c.

Интерес представляют характеристики $(dB/dt)_{max} = f(H)$, которые практически оказываются линейными. Очевидно, что зависимости вида $(dB/dt)_{max} = f(1/\tau)$ также являются линейными.

Объяснение первого пика на форме импульса напряжения воздушной связью обмоток (намагничивающих и измерительной) в наших опытах не подтвердилось.

4. При различной длительности линейного фронта нарастания поля и амплитуды импульса процессы перемагничивания существенно различаются, если время перемагничивания меньше или много больше длительности фронта.

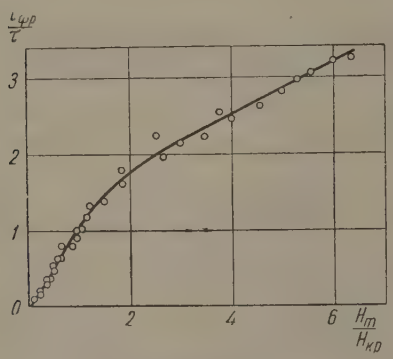


Рис. 2. Зависимость $\tau_{фр}/\tau = f(H_m/H_{кр})$. Точки — экспериментальные значения, полученные при различных параметрах импульса внешнего поля для различных марок ферритов; сплошная кривая вычислена по формуле (6)

На рис. 2 показана зависимость $\tau_{фр}/\tau = f(H_m/H_{кр})$, снятая при различных амплитудах и времени линейного нарастания внешнего поля ($\tau_{фр}$ — длительность фронта импульса, τ — время перемагничивания, H_m — амплитуда внешнего поля, $H_{кр}$ — критическое значение амплитуды внешнего поля, при котором $\tau_{фр} = \tau$).

Как видно из рис. 2, в пределах точности опыта все точки ложатся на одну кривую, на линейном участке которой $\tau > \tau_{фр}$, а загиб («насыщение») наступает при $\tau < \tau_{фр}$. Это позволяет сделать три вывода: во-первых, существует подобие в процессах импульсного перемагничивания ферритов с нелинейной характеристикой; во-вторых, наблюдаемое ограничение скорости перемагничивания ферритов определяется возможностями экспериментальной установки; в-третьих, S_w и H_0 в формуле $(H_m - H_0)\tau = S_w$ целесообразно определять при $\tau > \tau_{фр}$, т. е. на линейном участке зависимости $1/\tau = f(H_m)$.

Указанную зависимость можно получить и аналитически из динамической характеристики феррита, учитывающей связь B и H хотя бы с одной производной dB/dt. Если положить

$$dB/dt = f(B)\, f_2(H), \tag{1}$$

то при $\tau_{фр} \ll \tau$ решение (1) можно представить в виде

$$f_2(H_m)\,\tau = S_w = \text{const}, \tag{2}$$

где

$$S_w = \int_{-B_r}^{+B_m} \frac{dB}{f_1(B)}. \tag{3}$$

Из эксперимента при этих условиях имеем при $H_m > H_0$:

$$(H_{m_1} - H_0)\,\tau = S_w; \tag{4}$$

следовательно, можно положить при $H > H_0$ при любой $f_1(B)$

$$f_2(H) = H - H_0. \tag{5}$$

Решая (1) при условии (5) для линейно нарастающего поля за время $\tau_{фр}$ до амплитуды H_m, получаем

$$\frac{\tau_{фр}}{\tau} = \begin{cases} \dfrac{1 - \dfrac{H_0}{H_m}}{1 - \dfrac{H_0}{H_{кр}}} \cdot \dfrac{2H_m/H_{кр}}{1 + H_0/H_{кр} + \dfrac{H_m}{H_{кр}}}, & \tau < \tau_{фр} \\ \sqrt{\dfrac{H_m}{H_{кр}} \cdot \dfrac{1}{1 - H_0^2/H_{кр}^2}}, & \tau > \tau_{фр} \end{cases} \tag{6}$$

и

$$S_w = \frac{\tau_{фр}}{2} \cdot \frac{H_{кр}^2 - H_0^2}{H_{кр}}, \quad (7)$$

что хорошо согласуется с экспериментом (см. кривую рис. 2).

Знание величины S_w для различных типов ферритов дает возможность легко определять время перемагничивания при любой форме импульса тока. Строя зависимость

$$Q(t) = \int_0^{\tau} (H(t) - H_0)dt, \quad (8)$$

определяем по ней τ, как время, при котором $Q(t) = S_w$.

При известных τ и $H(t)$ можно определять S_w из соотношения:

$$S_w = \int_0^{\tau} (H - H_0)\, dt, \quad (9)$$

полагая начало отсчета времени при $H = H_0$.

Цитированная литература

1. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, I — ОНТИ, 1934; II.— ГЭИ, 1936.
2. Поливанов К. М., Ферромагнетики. (Основы теории технического применения.) — ГЭИ, 1957.

По докладу В. А. Фабрикова, В. Д. Кудрявцева и З. М. Гущиной

«ФЕРРИТЫ С БОЛЬШОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ НАСЫЩЕНИЯ И УЗКОЙ РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ ПОГЛОЩЕНИЯ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ» (т. 23, № 3, стр. 272)

А. Г. Шишков

НИКЕЛЬ-МЕДНЫЕ ФЕРРИТЫ С УЗКОЙ РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ ПОГЛОЩЕНИЯ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

1. Упомянутое докладчиком положение о пропорциональности между шириной резонансной линии и предельной частотой ($\Delta H \sim \omega_{пред} = \gamma H_{рзн}$) становится очевидным из соотношения для частоты релаксации спинов, входящего в известное уравнение Ландау и Лившица:

$$\lambda = 2\gamma I_{|s} \frac{\Delta H}{H_{рзн}}, \quad (1)$$

где λ — константа, характеризующая материал с точки зрения рассеяния магнитной высокочастотной энергии, γ и I_s также постоянны при данной температуре. Следовательно, при постоянной температуре отношение ширины резонансной кривой к резонансному полю (или к предельной частоте) остается неизменным при любых сверхвысоких частотах.

При наличии процессов смещения границ между доменами фундаментальная константа трения Ω, входящая в уравнение движения границы, как показано Ландау, Лившицем и другими авторами, имеет простую связь с частотой релаксации:

$$\Omega = \frac{\lambda \cdot 1{,}38 \sqrt{|K|}}{2 I_s \gamma^2 \sqrt{A}}, \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, K — константа анизотропии и A — обменный интервал.

Наличие такой корреляции между частотой релаксации спинов и константой трения движущейся границы можно, с одной стороны, толковать как объяснение механизма трения при движении границы через частоту релаксации спинов (природа которой не раскрыта Ландау и Лившицем) (так поступают Галт и другие авторы); с другой стороны, подобная корреляция, как нам кажется, позволяет путем выяснения природы магнитного трения (Ω) подойти к пониманию неизвестной до сих пор природы частоты релаксации спинов λ.

2. В докладе показано, что медно-никелевые ферриты имеют две критические концентрации (14,5% и 33% Cu), вне пределов которых наблюдается довольно значи-

тельное возрастание ширины резонансной линии. Первая критическая концентрация (14,5% Cu) совпадает с точкой резкого роста размеров зерна, когда улучшаются магнитные свойства материала. В районе второй критической концентрации с ростом содержания меди резко падает электросопротивление феррита. По-видимому, это совпадение не случайно. С нашей точки зрения, имеется определенная связь между электропроводностью феррита и константой трения Ω, а затем, как это следует из (1) и (2), имеется связь между электропроводностью и шириной резонансной линии ΔH. При увеличении содержания меди резко возрастает электропроводность феррита, что приводит к увеличению постоянной трения Ω, а, следовательно, и частоты релаксации, а также и ширины резонансной линии ΔH.

3. В настоящее время имеется несколько методов экспериментального выявления константы магнитного терения:

1) из частотной зависимости начальной проницаемости;

2) из прямых опытов на монокристаллах по изучению скорости движения границы между доменами как функции приложенного постоянного магнитного поля;

3) из определения скорости перемагничивания поликристаллических образцов с прямоугольной петлей гистерезиса;

4) из опытов по ферромагнитному резонансу (ширина линии);

5) путем изучения магнитной вязкости в импульсном режиме;

6) из частотной зависимости проницаемости в полях, близких к коэрцитивной силе.

Наличие корреляции между процессами намагничивания путем вращения и путем смещения, установленное в известной работе Л. Д. Ландау и Е. М. Лившица, позволяет сравнивать результаты измерений методом 1, 2 и 4.

Следует отметить, что вышеописанные методы, несмотря на резкое различие в частотах, в величинах напряженности магнитного поля и в механизмах намагничивания, дают весьма близкие значения констант трения.

По докладу И. М. Пузея и Б. В. Молотилова

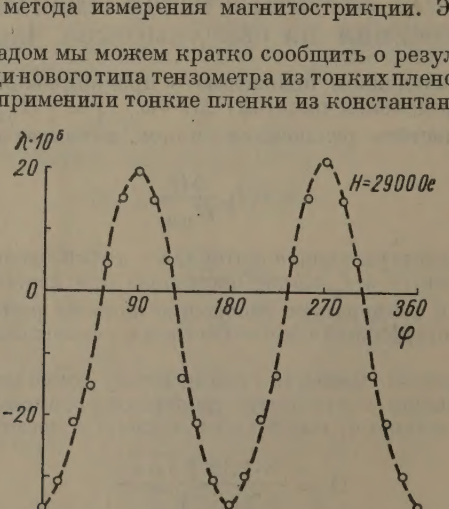
«МАГНИТОСТРИКЦИЯ СПЛАВОВ НИКЕЛЬ-ЖЕЛЕЗО-МОЛИБДЕН» (т. 22, № 10, стр. 1244)

Г. П. ДЬЯКОВ и В. А. ЮГОВ

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК В КАЧЕСТВЕ ТЕНЗОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТОСТРИКЦИИ

В докладе Б. В. Молотилова и И. М. Пузея серьезное внимание было обращено на усовершенствование метода измерения магнитострикции. Этот вопрос безусловно имеет важное значение.

В связи с этим докладом мы можем кратко сообщить о результатах измерения магнитострикции при помощи нового типа тензометра из тонких пленок. В качестве тензометров сопротивления мы применили тонкие пленки из константана и других материалов,



нанесенные на исследуемый образец методом испарения в вакууме. Первые опыты с новыми тензометрами были проведены на оксидированном никелевом образце. Магнитострикция измерялась при всевозможных углах между направлением измерения и приложенным магнитным полем. Результаты измерений одного из таких дисков представлены на рисунке. Эти данные показывают, что продольная магнитострикция в два раза больше поперечной магнитострикции, что находится в согласии со вторым правилом четных эффектов Акулова.

Полученные положительные результаты с новыми датчиками дают основание полагать, что они найдут широкое применение для измерения магнитострикционных и других деформаций.

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛЫ ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ФИЗИКЕ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

(Продолжение, см. № 10 за 1958 г.)

М. Н. Раевская. Исследование структуры новых деформируемых магнитотвердых сплавов 266

М. В. Дехтяр. Структурные изменения и антиферромагнитные свойства сплава Ni_3Fe и других сплавов системы Fe — Ni 271

Н. И. Лапкин и В. С. Меськин. О влиянии высокотемпературного отжига на магнитные свойства магнитномягких сплавов 280

Н. З. Мирясов и А. П. Парсанов. Ферромагнетизм сплавов Mn—B 285

К. А. Пискарев. Исследование системы $NiO—ZnO—Fe_2O_3$ 289

В. И. Дрожжина и Н. В. Ерофеева. О структуре семейства симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков 304

Н. А. Смольков и Ю. П. Симанов. Свойства твердых растворов $NiFe_2O_4$— $MgFe_2O_4$ 307

К. М. Поливанов, Я. Н. Колли и Л. П. Соболева. Проницаемость и потери магнетодиэлектриков 311

Л. И. Рабкин. Высокочастотные ферромагнетики 318

Е. И. Гурвич и Е. И. Кондорский. Влияние макроскопической неоднородности на динамические характеристики магнитномягких сплавов в слабых полях 324

Л. А. Фоменко. Исследование дисперсии проницаемости и абсорбции в Mn — Zn ферритах. I. Дисперсия тела 329

Л. А. Фоменко. Исследование дисперсии проницаемости и абсорбции в Mn — Zn ферритах. II. Дисперсия вещества 336

Р. В. Телеснин и А. Г. Шишков. Влияние магнитной вязкости на частотные свойства ферритов 343

Р. В. Телеснин и Е. Ф. Курицына. О скорости перемагничивания ферритов 352

Н. А. Смольков и В. Ф. Белов. Некоторые свойства ферритов в импульсном режиме 357

А. Г. Гуревич. Ферромагнитные полупроводники в полях сверхвысоких частот 361

В. А. Фабриков, В. Д. Кудрявцев и З. М. Гущина. Ферриты с большой намагниченностью насыщения и узкой резонансной кривой поглощения на сверхвысоких частотах 372

Н. А. Смольков и Е. И. Фоменко. Некоторые свойства ферритов на сверхвысоких частотах 377

В. А. Фабриков и Е. Г. Риттер. Нелинейные гиромагнитные свойства ферритов на низких уровнях сверхвысокочастотной мощности 380

Л. И. Рабкин и З. И. Новикова. Электрические свойства магнетодиэлектриков и ферритов 388

З. И. Новикова. Исследование диэлектрических свойств ферритов 396

Е. Н. Власова и Л. Н. Федотов. Изучение структуры сплавов железо—алюминий с аномалией электропроводности 403

Г. В. Красноперов. О намагничивании ферромагнитных порошков в сильных магнитных полях 405

Ф. М. Гальперин. Атомные магнитные моменты, точки Кюри, обменная энергия и парамагнитная восприимчивость ферромагнетиков 407

Л. Н. Сыркин. Изучение магнитоупругого эффекта в ферритах 414

З. И. Ализаде. О новых высокострикционных сплавах двойных систем Fe — Pt, Fe — Pd и Ni — Pd 416

Замечания по докладам 418

Цена 12 руб.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

Журнал «Известия Академии наук СССР, Серия физическая» предназначен для освещения деятельности Отделения физико-математических наук АН СССР, поэтому в нем печатаются материалы, доложенные на сессиях ОФМН или на созываемых им совещаниях и конференциях.

Эти материалы представляются в Редакцию журнала Отделением ФМН (материалы сессий) или соответствующими постоянными комиссиями (например, Комиссией по спектроскопии, Комиссией по магнетизму и др.), или Оргкомитетами соответствующих совещаний или конференций и должны получить апробацию представляющих организаций. Непосредственно от авторов Редакция журнала никаких статей не принимает.

Представляемые в Редакцию материалы должны удовлетворять следующим требованиям.

1. Статьи-доклады, подписи к рисункам, цитированная литература, дискуссии должны быть четко переписаны на машинке через два интервала с полями с левой стороны шириной 3—4 см. Страницы рукописи должны быть пронумерованы единой нумерацией. Обозначение одним номером нескольких страниц (например, 24, 24а, 24б и т. д.) не допускается. В конце рукописи обязательно должен быть указан почтовый адрес и телефон автора.

2. Все формулы и буквенные обозначения величин должны быть тщательно и четко написаны чернилами от руки.

Во избежание ошибок и недоразумений следует делать ясное различие между заглавными и строчными буквами (подчеркивая двумя черточками снизу заглавные буквы), между знаками русского (выписывая на полях отдельно русские буквы), латинского и греческого алфавитов (подчеркивая последние красным карандашом), а также различать буквы I и J, U и V; E, $\mathcal{E}$ (рукописн.) и ε (греческ.); l и e и др.

Особое внимание следует обращать на четкое написание индексов и показателей степеней.

3. Рисунки должны быть тщательно выполнены на миллиметровке тушью. Не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями; все надписи должны быть вынесены в подпись, а на рисунке заменены цифрами или буквами.

На полях рукописи указывается место рисунка, а в тексте дается на него ссылка. Фотографии печатаются только в самых необходимых случаях, причем принимаются лишь контрастные фотографии в двух экземплярах (второй для Редакции и ретушера в качестве контрольного). Бледные отпечатки, отпечатки с нечеткими линиями, отпечатки в желтых тонах или завуалированные воспроизводиться не будут.

На обороте каждого рисунка должны быть проставлены фамилия автора, заглавие статьи и номер рисунка.

4. Литературные ссылки приводятся в конце статьи в порядке их упоминания в тексте. Иностранные фамилии даются в тексте в русской, а в ссылках — в иностранной транскрипции.

В журнале установлен следующий порядок оформления ссылок: а) для периодических изданий должны быть указаны фамилия и инициалы автора, название журнала (сокращение производится согласно «Указателю сокращенных и полных названий научной и технической литературы».— Изд. АН СССР, 1957), том (подчеркнуть), страница, год (в скобках). Например: 1. W a l l e r, J., Z. Phys., 79, 370 (1932) или 1. К о з ы р е в Б. М., ДАН СССР, 81, 427 (1951); б) для книг должны быть указаны автор, название книги, том, часть, страница, наименование издательства, место и год издания.

В тексте литературные ссылки даются в квадратных скобках, например: В работах Дмитриева [4, 5].

Ссылки на неопубликованные материалы не допускаются. Все библиографические данные должны быть тщательно выверены.

5. Сокращения слов, имен и названий не допускаются, за исключением общепринятых сокращений единиц изменений, физических, химических и математических величин и терминов (международные единицы измерения даются в иностранной транскрипции; стоящие в знаменателе единицы измерения даются в отрицательной степени, например $\sigma=1{,}54\cdot10^{-5}\,\Omega^{-1}\,см^{-1}$).

6. Редакция оставляет за собой право производить сокращения и редакционную правку рукописей.

7. Автору посылается одна корректура (в виде гранок). Изменения и дополнения в тексте не допускаются. Исправления клише не производятся. Корректура должна быть отправлена обратно в редакцию в течение суток с момента ее получения.

После выхода в свет всего тиража авторам рассылаются оттиски их статей в количестве 50 экз.